

原子核と放射能

雑誌名	放射能要覧（解説付）
巻	金沢大学放射性同位元素委員会（編）
ページ	1-32
発行年	1980-11
URL	http://hdl.handle.net/2297/00051737

(I) 原子核と放射・能

- 1896 N. Becquerel. $K_2(UO_2)_2(SO_4)_2 \cdot 2H_2O$ よりの放射線発見 [Compt. rend. 122, 422,1086,]
- 97 J. J. Thomson 電子の存在の確立(e/m の測定) [Phil. Mag. 44, 293]
- 98 M. Curie; G. C. Schmidt トリウム塩の放射能発見 [Compt. rend. 126, 1101]
- 99 E. Rutherford. 放射線の本質. α 線, β 線 2 成分の存在
[Phil. Mag. (Jan. 1899)]
- 1900 W. Crookes UX の分離とその衰変生長 [Proc. Roy. Soc. 16, 409]
- 01 E. Rutherford. F. Soddy. Th X の分離とその衰変生長
[Phil. Mag. 4, 370, 569, ('02)]
- 02 W. Kaufmann β 線が高速の電子であることの検討
[Phys. Zeit. 4, 54]
- 03 E. Rutherford, F. Soddy. 放射性衰変の法則 [Phil. Mag. 5, 441, 576 ('03)]
- 04 W. H. Bragg α 線の飛程の一定性
- 4 J. J. Thomson ; 長岡半太郎 原子模型の提案
- 05 E. von Schweidler 統計的確率法則による放射性衰変の記述
- 5 A. Einstein 特殊相対性理論. $E = mc^2$ [Ann. d. Phys. 17, 891]
- 06 P. Villard. γ 線の存在 [Compt. rend. 130, 1010, 1178]
- 09 E. Rutherford, T. Royds α 線と He の同じことの立証. [Phil. Mag. 17, 281]
- 1910 F. Soddy. Isotope の名称の提案
- 11 E. Rutherford. α 線散乱実験にもとづく原子模型・原子核の存在
[Phil. Mag. 21, 669]
- 1 H. Geiger, J. M. Nuttall ガイガー、ヌツタルの法則、発表 [Phil. Mag. 22, 613]
- 13 H. Geiger, E. Marsden α 線散乱の角度分布の検証 [Phil. Mag. 25, 604]
- 3 F. Soddy, A. S. Russell; K. Fajans; 放射性元素の変位法則
(displacement law) [Chem. News. 107, 97]
[Ber. " " 107, 49]
[Ber. " " 46, 422]
- 14 J. Chadwick β 線スペクトルの連続性がエネルギー保存則をおかすこと
[Verhand. Deut. Physik. Ges. 16, 383]
- 1921 O. Hahn UZ 確認による核異性体転位の発見
[Ber. Deut. Chem. Ges. 54, 1131]
- 24 W. Pauli Pauli の禁制原理
- 27 C. D. Ellis, W. A. Wooster β 衰変に伴う熱量測定 (RaE)
[Proc. Roy. Soc. A11, 109]
- 28 G. Gamow; R. W. Gurney, E. U. Condon. α 粒子放出のトンネル効果 [Z. Physik 51, 204]
(E. Schrödinger, 波動函数 1926) [Nature, 122, 439]
- 1930 P. A. M. Dirac Hole theory. 電子の十と一のエネルギー状態予言
[Proc. Cambridge, Phil. Soc. 26, 361]

- 1932 C. D. Anderson β^+ の発見(宇宙線中写真乾板による)
[Science 76, 238] [Phys. Rev. 41, 405]
- 2 J. Chadwick 中性子の発見 [Proc. Roy. Soc. A136, 692]
- 33 W. Pauli 中性微子(neutrino)の仮説.
- 34 E. Fermi β 壊変の理論 [Z. Physik 88, 161('34)]
- 34 W. Elsasser 魔術数によりHe-4, O-16, Ca-40の安定性を強調
- 35 C. F. Weizsäcker 結合エネルギーと質量数(A), 陽子数(Z)の関係
[Z. Physik 96, 431]
- 5 湯川秀樹 核力に関する中間子論
[Proc. Phys.-Math. Soc. Japan 17, 48.]
- 36 F. N. D. Kurie et al β スペクトルのKurie Plot [Phys. Rev. 49, 398]
- 38 L. Alvarez 軌道電子捕獲(E. C)の実証 (Tc-95, Tc-96)
[Phys. Rev. 54, 486,]
- 1940 K. A. Petrzhak, G. N. Flerov 自発核分裂(S. F)の実証
[Compt. rend. USSR 28, 500]
- 48 M. G. Mayer 魔術数(Magic Number)の説明
[Phys. Rev. 74, 235] [Phys. 75, 1969 ('59)]
- 49 O. Haxel, J. H. D. Jensen, H. E. Suess 魔術数 [Phys. Rev. 75, 1766]
- 49 E. Feenberg. 核異性体の島(魔術数のすぐ下の奇Z, N核種)
[Phys. Rev. 75, 320]
- 1950 M. G. Mayer, O. Haxel. Spin orbit coupling model(核模型)
[Phys. Rev. 78, 16; Z. Physik 128, 295]
- 0 L. J. Rainwater Collective Model(核模型)
[Phys. Rev. 79, 432]
- 0 L. Perlman, A. Ghiorso, G. T. Seaborg; α 放射能のSystematics
[Phys. Rev. 77, 26]
- 52 G. T. Seaborg Z^2/A と核分裂の関連説明 [Phys. Rev. 85, 157]
- 53 F. Reines, C. Cowan neutrinoの実証(reactor fluxを利用)
[Phys. Rev. 92, 830]
- 56 T. D. Lee, C. N. Yang Parity 非保存(β 壊変, γ の相互作用)
[Phys. Rev. 104, 253]
- 1960 V. I. Goldanski $2p$ 放出の可能性指摘 [Nucl. Phys. 19, 482]

SI 基本単位の名称と記号

物 理 量	SI 単位の名称		SI 単位の記号
長 さ	メ ー ト ル	metre	m
質 量	キ ロ グ ラ ム	kilogram	kg
時 間	秒	second	s
電 流	ア ン ペ ア	ampere	A
熱力学的温度	ケ ル ビ ン	kelvin	K
物 質 の 量	モ ル	mole	mol
光 度	カ ン デ ラ	candela	cd

SI 補助単位の名称と記号

物 理 量	SI 単位の名称		SI 単位の記号
平 面 角	ラ ジ ア ン	radian	rad
立 体 角	ステラジアン	steradian	sr

S I 単位

物 理 量
セルシウス温度

単 位 の 名 称	
セルシウス度	degree Celsius

単位記号	単 位 の 定 義
°C	$t/^{\circ}\text{C} = T/\text{K} - 273.15$

特別の名称をもつ SI 誘導単位と記号

物 理 量	SI 単位の名称		SI 単位の記号	SI 単位の定義
力	ニ ュ ー ト ン	newton	N	m kg s^{-2}
圧 力、応 力	パ ス カ ル	pascal	Pa	$\text{m}^{-1} \text{kg s}^{-2} (= \text{N m}^{-2})$
エ ネ ル ギ ー	ジ ュ ー ル	joule	J	$\text{m}^2 \text{kg s}^{-2}$
仕 事 率	ワ ッ ト	watt	W	$\text{m}^2 \text{kg s}^{-3} (= \text{J s}^{-1})$
電 荷	ク ー ロ ン	coulomb	C	s A
電 位	ボ ル ト	volt	V	$\text{m}^2 \text{kg s}^{-3} \text{A}^{-1} (= \text{J A}^{-1} \text{s}^{-1})$
電 気 抵 抗	オ ー ム	ohm	Ω	$\text{m}^2 \text{kg s}^{-3} \text{A}^{-2} (= \text{V A}^{-1})$
電 導 度	ジ ー メ ン ス	siemens	S	$\text{m}^{-2} \text{kg}^{-1} \text{s}^4 \text{A}^2 (= \text{A V}^{-1} = \Omega^{-1})$
電 気 容 量	フ ァ ラ ッ ド	farad	F	$\text{m}^{-2} \text{kg}^{-1} \text{s}^4 \text{A}^2 (= \text{A s V}^{-1})$
磁 束	ウ ェ ー バ ー	weber	Wb	$\text{m}^2 \text{kg s}^{-2} \text{A}^{-1} (= \text{V s})$
インダクタンス	ヘ ン リ ー	henry	H	$\text{m}^2 \text{kg s}^{-2} \text{A}^{-2} (= \text{V A}^{-1} \text{s})$
磁 束 密 度	テ ス ラ	tesla	T	$\text{kg s}^{-2} \text{A}^{-1} (= \text{V s m}^{-2})$
光 束 密 度	ル ー メ ン	lumen	lm	cd sr
照 度	ル ッ ク ス	lux	lx	$\text{m}^{-2} \text{cd sr}$
周 波 数	ヘ ル ツ	hertz	Hz	s^{-1}

放射線の量と単位

名 称	記 号	S I 単 位	特 別 単 位
吸 収 線 量	D	$\text{J kg}^{-1} [\text{Gy}]$	rad $1 \text{ rad} = 100 \text{ erg} \cdot \text{g}^{-1} = 0.01 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} = 0.01 \text{ Gy}$
吸 収 線 量 率	\dot{D}	$\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1} [\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}]$	rad s ⁻¹ , その他
フルエンス	Φ	m^{-2}	
粒子束密度, フルエンス率	φ	$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	
エネルギーフルエンス	Ψ	J m^{-2}	
エネルギー束密度, エネルギーフルエンス率	ϕ	$\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$	
カ ー マ	K	J kg^{-1}	rad
カ ー マ 率	\dot{K}	$\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1}$	rad s ⁻¹ , その他
照 射 線 量	X	C kg^{-1}	R (roentgen)
照 射 線 量 率	\dot{X}	A kg^{-1}	R s ⁻¹ , その他 $1 \text{ R} = 1 \text{ esu} / 0.001293 \text{ g}_{\text{air}} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C/kg}$
質量減弱係数	μ/ρ	$\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$	
質量エネルギー吸収係数	μ_{en}/ρ	$\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$	
放 射 能	A	$\text{s}^{-1} [\text{Bq}]$	Ci (curie)
照射線量率定数	Γ_s	$\text{C m}^2 \text{kg}^{-1}$	R m ² h ⁻¹ Ci ⁻¹ , その他
線 量 当 量	H	$\text{J kg}^{-1} [\text{Sv}]$	rem $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} = 100 \text{ rem}$
吸収線量指数	D_1	J kg^{-1}	rad
線量当量指数	H_1	J kg^{-1}	rem $1 \text{ rem} = 100 \text{ erg} \cdot \text{g}^{-1} = 0.01 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} = 0.01 \text{ Sv}$

I—1 素粒子 (I—6 参照)のうち, とくに重要なものの諸定数をまとめた。

最下欄protonの項の静止質量は, 核外電子1ヶの質量も加算した中性水素原子の原子量で示されていることに注意されたい(脚注2)。

Symbol	Quantity	Value
π	Ratio of diameter to circumference of circle	3.1415927
π^2		9.8696044
e	Base of natural logarithms	2.7182818
$\log_e 2$		0.693148
h	Planck's constant	6.62517×10^{-27} erg sec
\hbar	$h/2\pi$	1.05443×10^{-27} erg sec
c	Velocity of light in <i>vacuo</i>	2.997930×10^{10} cm sec $^{-1}$
e	Electronic charge	4.80286×10^{-10} esu
m_e	Electron rest mass	$\{ 9.1083 \times 10^{-28}$ gm 0.510976 Mev
m_p	Proton rest mass	$\{ 1.67239 \times 10^{-24}$ gm 938.21 Mev
m_n	Neutron rest mass	$\{ 1.67470 \times 10^{-24}$ gm 939.51 Mev
m_p/m_e	Ratio of proton to electron rest masses	1836.12
N	Avogadro's number (C^{12} mass scale)	6.02294×10^{23} mol $^{-1}$
F	Faraday's constant (C^{12} mass scale)	9649.12 esu mol $^{-1}$
k	Boltzmann's constant (R/N)	1.38044×10^{-16} erg deg $^{-1}$
R	Ideal gas constant (C^{12} mass scale)	8.3144×10^7 erg mol $^{-1}$ deg $^{-1}$
μ_n	Nuclear magneton ($he/4\pi m_p c$)	5.05038×10^{-24} erg gauss $^{-1}$
μ_B	Bohr magneton ($he/4\pi m_e c$)	9.2731×10^{-21} erg gauss $^{-1}$

Conversion Factors

1 Mev	= 1.6020×10^{-6} erg
o 1 ev	= 1.6020×10^{-12} erg
1 erg	= 6.242×10^5 Mev
o 1 ev per molecule	= 23,045 cal per mole
1 amu (C^{12} scale)	= 1.66032×10^{-24} gm
o 1 amu (C^{12} scale)	= 931.437 Mev
1 day	= 86,400 sec
1 year (sidereal)	= 3.15581×10^7 sec (mean solar)
1 fermi	= 10^{-13} cm
1 barn	= 10^{-24} cm 2
1 curie	= 3.7×10^{10} disintegrations per sec

EQUIVALENT ENERGY UNITS

	erg	ev	calorie, 15°C	kw-hr	mc Po^{210} /hr	mc Rn^{222} decayed
1 erg =	1	6.242×10^{11}	2.389×10^{-8}	2.778×10^{-14}	8.934×10^{-7}	1.836×10^{-6}
1 ev =	1.602×10^{-12}	1	3.828×10^{-20}	4.45×10^{-26}	1.424×10^{-18}	2.959×10^{-18}
1 cal =	4.186×10^7	2.612×10^{19}	1	1.163×10^{-6}	37.48	77.77
1 kw-hr =	8.6×10^{13}	2.247×10^{25}	8.60×10^5	1	3.223×10^7	6.098×10^7
1 mc Po^{210} /hr =	1.1168×10^6	7.022×10^{17}	2.668×10^{-2}	3.102×10^{-8}	1	2.075
1 mc Rn^{222} decayed =	5.392×10^5	3.384×10^{17}	1.296×10^{-2}	1.495×10^{-8}	0.4819	1

Properties of some elementary particles

I — 1 素粒子の基本定数

Symbol	Name	Charge ¹	Rest Mass ²	Spin ³	Magnetic Moment ⁴	Statistics ⁵
e^- or β^-	electron	-1	0.0005486	$\frac{1}{2}$	-1836	F
e^+ or β^+	positron	+1	0.0005486	$\frac{1}{2}$	+1836	F
γ	photon	0	0	1	0	B
ν	neutrino	0	$< 2 \times 10^{-7}$	$\frac{1}{2}$	< 0.3	F
n	neutron	0	1.008665	$\frac{1}{2}$	-1.913	F
μ	mu-meson	+1, -1	0.113	$\frac{1}{2}$		F
π^+	pi-meson	+1, -1	0.150	0		B
π^0	pi-meson	0	0.145	0		B
H^1 or p	proton	+1	1.007825	$\frac{1}{2}$	+2.793	F

¹ In units of $e = 4.8030 \times 10^{-10}$ esu.² For the proton the mass of the neutral atom is listed. The unit is the atomic mass unit ($C^{12} = 12.00000$).³ In units of $\hbar/2\pi$.⁴ In units of the nuclear magneton ($eh/4\pi M c$), where M is the proton mass. Positive values indicate moment orientations with respect to spin orientations that would result from spinning positive charges.⁵ F means Fermi and B mean Bose statistics.

1-2 α 線の物質透過に関する実験で、Rutherfordは電荷が原子核と呼ぶべき小さな部分に集まっていることを示した(1911年)。図はRutherfordの考えに従ってGeigerとMarsdenが1913年に行なった α 線散乱の角度分布に関する実験装置を示す。Rは α 線源(RaB(+RaC))、Fは薄い金属箔、Sはシンチレーター(ZnS(Ag))、Mは顕微鏡である。彼らは線源から出る α 線を箔Fにあて、散乱される α 線 $\phi=5^\circ$ から 150° までの間で観測し、散乱角 ϕ と $\phi+d\phi$ の間に来る割合が、右に示した式に従うことを、ねばり強い実験によって確かめ、Rutherfordの原子模型が正しいことを証明した。

1-3 中性子が発見されるまでは原子番号Z、質量数Aの原子核はA個の陽子と(A-Z)個の電子から成ると考えられていた。これが陽子-電子模型である。しかし量子力学的には、電子のように軽い核子を小さい核内にとじこめることは難かしい。核子の統計によれば、陽子、電子模型とすると、フェルミ統計に従う陽子14ヶと電子7ヶよりなる ^{14}N のような核は、やはりフェルミ統計に従うことになり、 ^{14}N がボーズ統計に従うという実験事実とは矛盾する³⁾。この矛盾は中性子の発見により、原子核の構成を陽子と中性子(各7ヶ)とすることによって解決された。これが陽子-中性子模型である。図にヘリウムの原子と原子核を陽子-電子模型(a)と陽子-中性子模型(b)で表わした。(※角運動量による考察も同様)

1-4 α 線をLi, Be, B, F等の軽い原子核にあてると、高い透過力の γ 線とみられる放射線が放出され(1930年, Bethe), この時出る放射線を水やパラフィンのような水素を含む物質にあてた時、約5 MeVの高いエネルギーの陽子が放出される現象(1932年, Joliot)が見出されたが、これを γ 線によるとしてうまく説明することはできない。1932年Chadwickは質量が陽子とほぼ同じで、電気的に中性の新しい核が存在するとして、この現象を説明することに成功した。図は中性子の存在を証明するためにChadwickの行なった実験を示す。Poの α 線がBeと反応し $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ 反応で生成する中性子が、パラフィンの水素原子と衝突した時の反跳陽子を測定するようになっている。Al箔等の吸収体による陽子エネルギーの測定およびパラフィンを置かない時に電離箱内で衝突した窒素原子の反跳エネルギーの測定などから、新粒子の質量として陽子の1.15倍を与え、これを中性子と名付けた。なお、現在測定されているこの値は1.0013である。

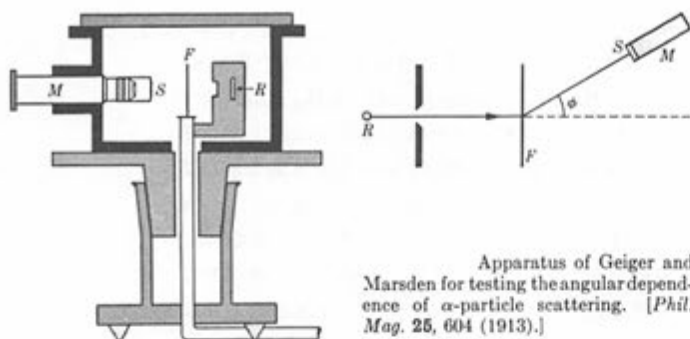
[P. 5]

1-5 原子核の電荷密度分布は高エネルギーの電子散乱(モット散乱)などによって知ることができる。電子散乱を利用するのは、電子が核力と相互作用をもたず、電磁相互作用のみで、理論と実験の一致が良いためである。図からわかるように核の中心からの距離rが小さいところでは、密度は大体一様であるのに対し、外の方へゆくにしたがい(連続的に)拡散状に小さくなってゆく。この形は、フェルミ分布と呼ばれ、

$$\rho(r) = \rho_F / \{ 1 + \exp(\frac{r-R_1}{a}) \}$$

で表わされる。 ρ_F は $r=0$ における値 $\rho(0)$ で、 a は $s=4a \cdot \ln 3 \approx 4.40a$ で関係づけられる定数である。 s は電荷密度が0.90から0.10になる厚さ、 R_1 は $\rho(r) = \rho_F/2$ なるrの値である。電荷分布は核内の陽子の分布を与えるが、中性子の分布も陽子の分布とあまり違わないので、この分布が、最も信頼できる核における質量分布と考えることができる。

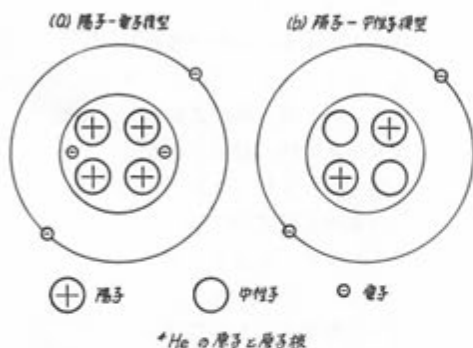
1-6 粒子あるいは場を構成する単位となる粒子を素粒子と呼ぶ。素粒子は、それぞれ、質量、電荷、スピンによって分類されるが、質量によって、軽粒子(lepton)、中間子(meson)、重粒子(Baryon)に大別され、それぞれに反粒子が存在する。またそのスピンによって $\frac{1}{2} = h/2\pi$ の整数倍のもの(ボーズ粒子)と半整数のもの(フェルミ粒子)に分けられる(1-1参照)。陽子、電子、中性微子以外はすべて不安定で一定の半減期をもって他の粒子に嬗変する。これら不安定な素粒子は、大型加速器等によって人工的に創り出すことが可能である。また図に示されていない非常に短寿命($\tau \sim 10^{-23}\text{sec}$)の素粒子(共鳴状態Resonance)も数多く発見されている。図は質量(MeV単位)と電荷によってこれらを分類して示したものである。(続々と発見されている素粒子を分類するため、この他に様々な表わし方が工夫されている。)



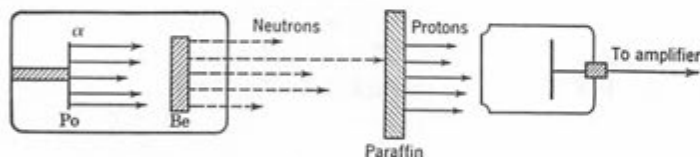
$$\gamma = \frac{Qntb^2}{16R^2 \sin^4 \frac{\phi}{2}}$$

$$\left(b = \frac{2ze^2}{4MV^2} = \frac{4ze^2}{MV^2} \right)$$

I-2 α 線散乱の実験

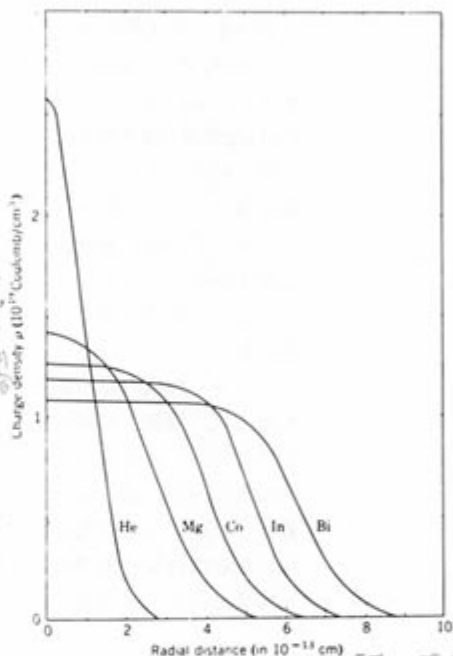


I-3 原子模型



Chadwick's Apparatus for Identification of the Neutron.

I-4 中性子発見の実験



I-5 核電荷密度分布



I-6 素粒子一覧

放射能と人間
(岩波新書)

I-7 中性子と水素原子核の質量をそれぞれ M_n , M_H , 目的とする核の質量を $M(Z, N)$ と表わせば, 結合エネルギー (Binding Energy) は $B = NM_n + ZM_H - M(Z, N)$ で与えられる。結合エネルギーは原子核内での核子の結合状態を示す重要な量で, これはほぼ質量数に比例して大きくなる。詳細にながめると N あるいは Z の奇・偶やマジック数等と密接な関係が存在することがわかる。図は A が小さい核について核子あたりの結合エネルギー(B/A)を示したもので, A が4の倍数のところできくなり, これらの核が α 粒子が2個, 3個, 4個……結合した構造をもつことを示している。これはVI-1等で述べるように, 星の中での元素合成の初期の段階での α -processとも関係している。

[P. 6]

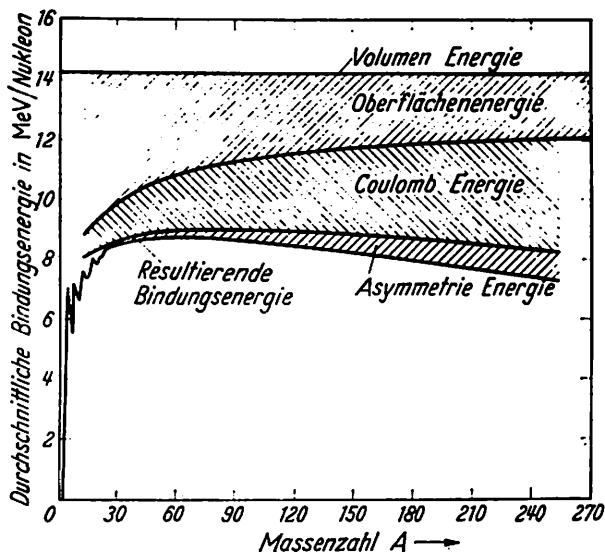
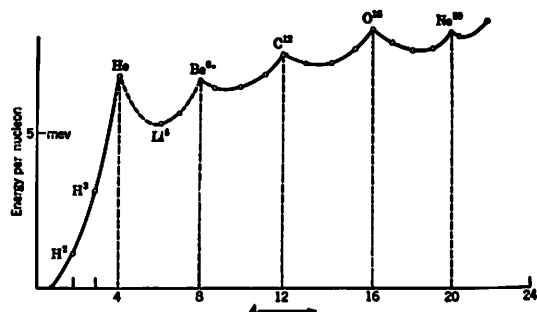
I-8 原子核の質量を表わす半実験式としてWeizsacker は,

$$M(A, Z) = NM_H + ZM_H - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z(Z-1)A^{-1/2} + \epsilon(N-Z)^2 A^{-1}$$

を与え, α , β , γ , ϵ を実験値から決めた。これを結合エネルギーの形で表わし, Pairing効果の項を加えたものがWeizsacker-Betheの式と呼ばれるものである。第1項は結合エネルギーの大部分が質量数に比例することを, 第2項は核の表面張力, 第3項はクーロン斥力, 第4項はクーロン斥力を除けば $N=Z$ の核が最も安定なことを示している。最終項は中性子と陽子の奇偶に関する項で $e-e$ 核では正, $o-o$ 核では負, $e-o$, $o-e$ 核ではゼロとなる。これらの関係を模式的に示したのが, 右上の図で, 各項の寄与を差し引いた残りが(核子あたりの)結合エネルギーである。

I-9 酸素の原子数を 10^9 とした時の他の元素の相対原子数をあらわした図で, 太陽大気, 地殻, 石質隕石, 銀河系NGC-7027のデータを原子番号の偶と奇に分類して示した。これらの値は互に類似しており, 元素の起源が同一であるか, あるいは同様な過程を経て合成されたことを示している。これについては第VI章で述べる。 $Z \approx 20$ にかけて存在度は大体滑らかに減少し, 鉄付近にピークをもち, $Z \geq 40$ の元素の存在度は同程度である。Li, Be, Bが著しく少ないのは元素合成の際にこれらが核反応によって消費されたためである。

I-7 核子あたりの結合エネルギー の変化

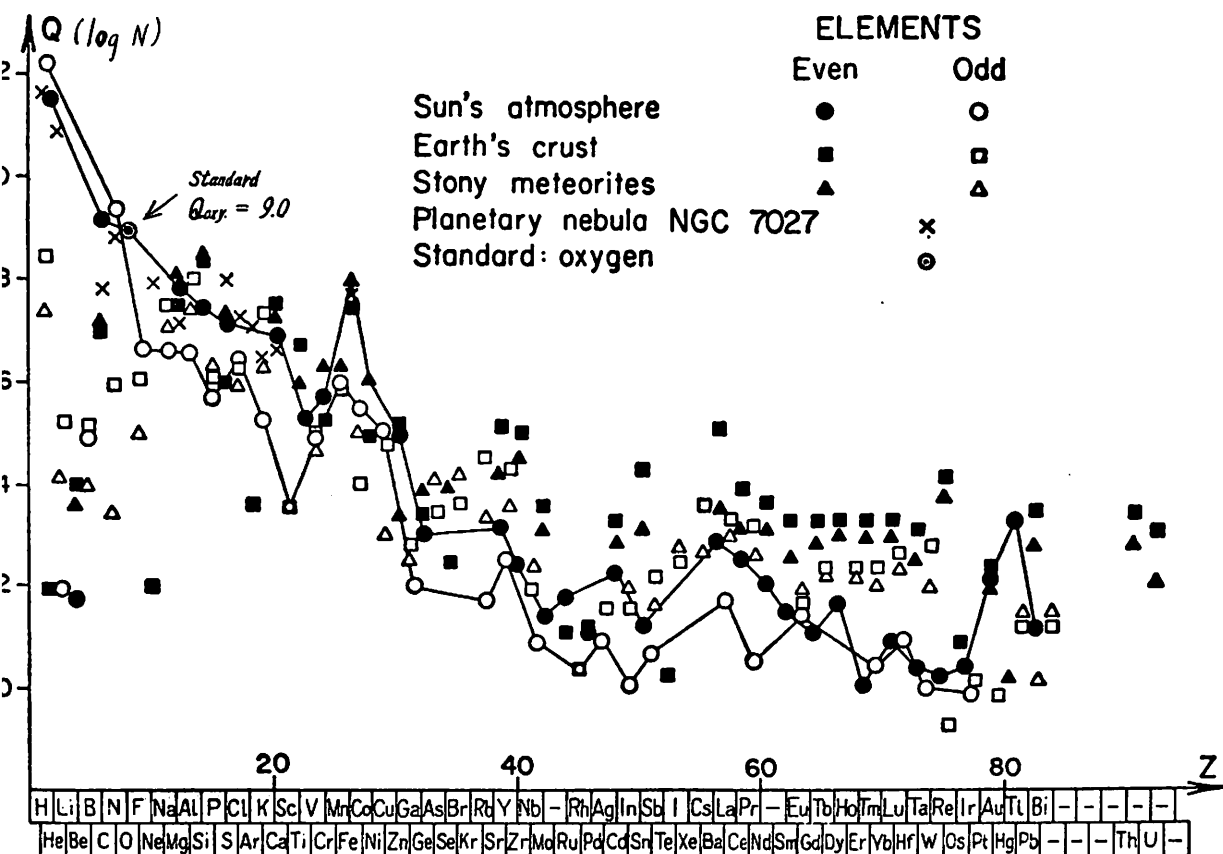


$$B = 14.1A - 13.1A^{2/3} - 0.585Z(Z-1)A^{-1} - 18.1(N-Z)^2A^{-1} + \delta A^{-1}$$

$$\delta = \begin{cases} +132 & (e \text{ e核}) \\ -132 & (o \text{ o核}) \\ 0 & (o \text{ e核}) \\ & (e \text{ o核}) \end{cases} \begin{matrix} (e-A \text{ 核}) \\ (o-A \text{ 核}) \end{matrix}$$

I-8 Weizsäcker-Betheの式

$$B/A = 14.1 - 13.1A^{-1/3} - 0.585Z(Z-1)A^{-1} - 18.1(N-Z)^2A^{-1} + \delta A^{-1}$$



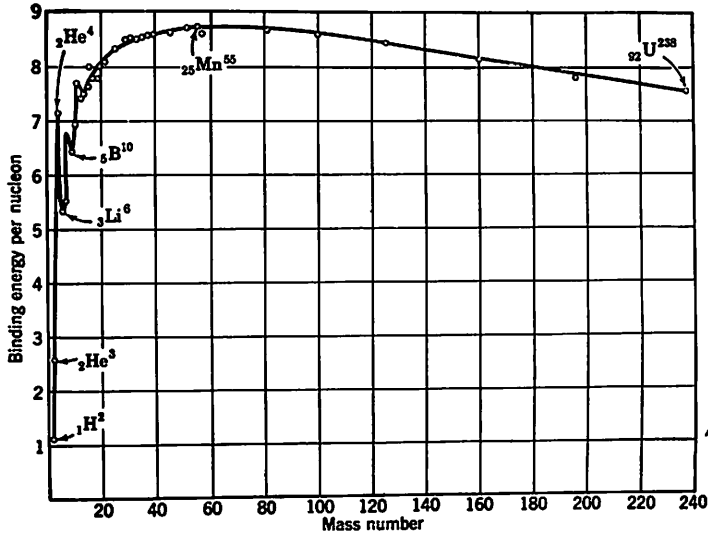
I-9 化学元素の存在度

I—10 核子あたりの結合エネルギーを ^{238}U までの核について、全般的に示した（ $A=20$ まではI—7に詳しい。）。 $A=55$ 付近の核が最も結合エネルギーが強く、安定である。 $A<10$ を除けば、核子あたりの結合エネルギーは約8 MeVである。細かく観察すれば、核種によって少しずつ違う値をもっている。結合エネルギーの差により、 A の大きい核は核分裂等でより安定な数個の核に壊変する際に、また A の小さな核は核融合によってより安定な核を合成する際にエネルギーを放出することができる。

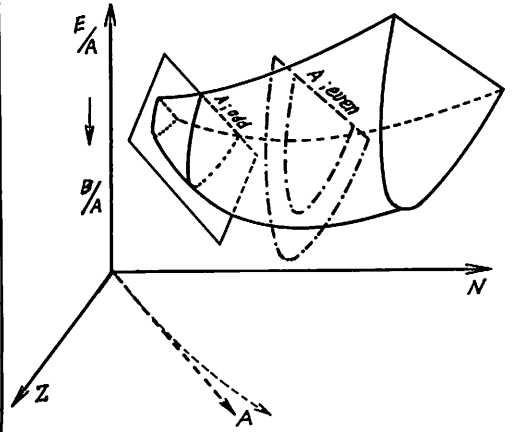
$$\begin{aligned} \text{B.E.計算例} \quad & \left(\begin{array}{l} m_{\alpha}=1.008665 : \Delta M=8071\text{KeV} \\ m_{\text{H}}=1.007825 : \Delta M=7288\text{KeV} \end{array} \right) \\ {}^4_2\text{He}_2 &= 4.002603 \\ & \left\{ \begin{array}{l} \text{B.E.}=0.030377\text{amu} \\ \quad =28.28\text{MeV} \\ \Delta M=2425\text{KeV} \end{array} \right. \\ {}^{55}_{25}\text{Mn} &= 59.938056 \\ & \left\{ \begin{array}{l} \text{B.E.}=478.029\text{MeV} \\ \Delta M=-57699.4\text{KeV} \end{array} \right. \end{aligned}$$

I—11 Weizsacker-Bethe の式を Z 、 N および核子あたりの結合エネルギー B/A の関数として3次元的に表現すれば図のようになる。式の A を一定とした場合、式から容易に証明されるように、同重体のエネルギー曲面は二次式で表わされ、図に示したように放物線となる。Pairing効果によって $A=\text{odd}$ 核では1つの放物線で、 $A=\text{even}$ の核では $o-o$ 核および $e-e$ 核の2つの放物線で与えられる（I—14参照）。

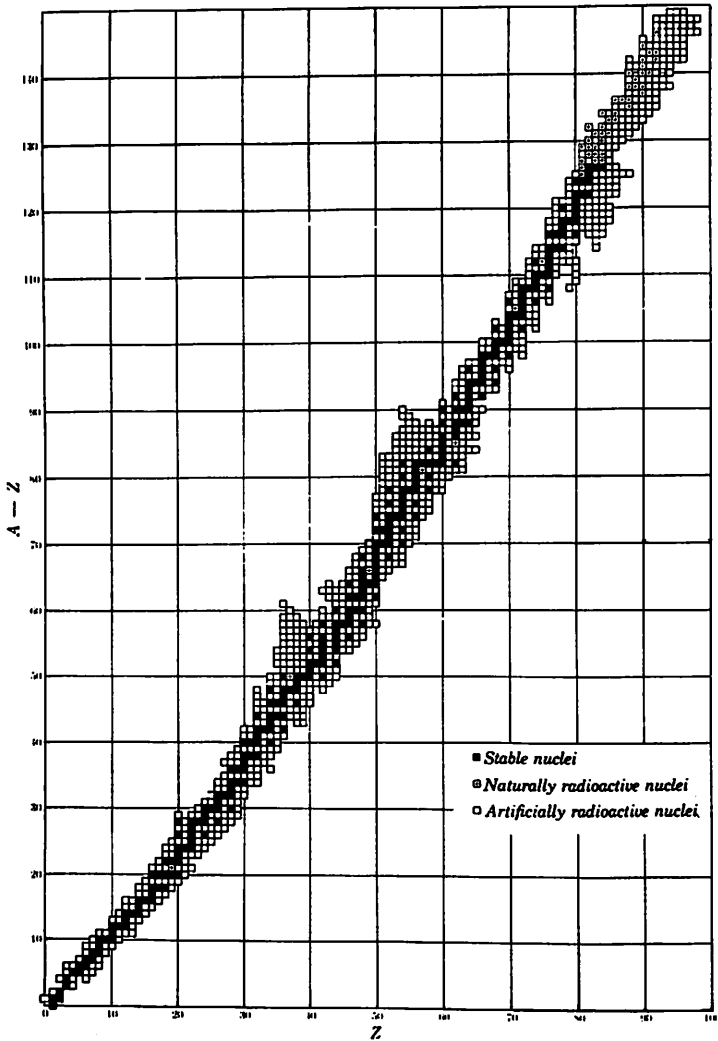
I—12 図は横軸に Z 、縦軸に N をとり、存在する核種をプロットしたもので、天然に存在する安定核種、天然の放射性核種および人工放射性核種に分けて示してある。各核種について天然の同位体存在度、壊変様式、半減期、壊変エネルギー、中性子吸収断面積、質量等のデータを記入したものも各種市販されており、核種全体をながめるのに都合が良い。安定核種の数はお- e 核50、 $e-o$ 核55、 $e-e$ 核165、 $o-o$ 核4である。4個の $o-o$ 核はいずれも原子番号が小さいもので、 ^2H 、 ^6Li 、 ^{10}B 、 ^{14}N であり、 $Z>7$ のすべての $o-o$ 核は放射性である。現在知られている核種は安定核も含め1,000あまりで、重イオン反応などにより発見されつつある。



I-10 核種と核子あたりの結合エネルギー



I-11 核種エネルギー曲面



I-12 核種一覧図

I-13 原子量 M は質量数 A にきわめて近い値である。その差を核子1個あたりで表わしたものは比質量偏差 (packing fraction) とよばれ、

$$P = (M - A) / A$$

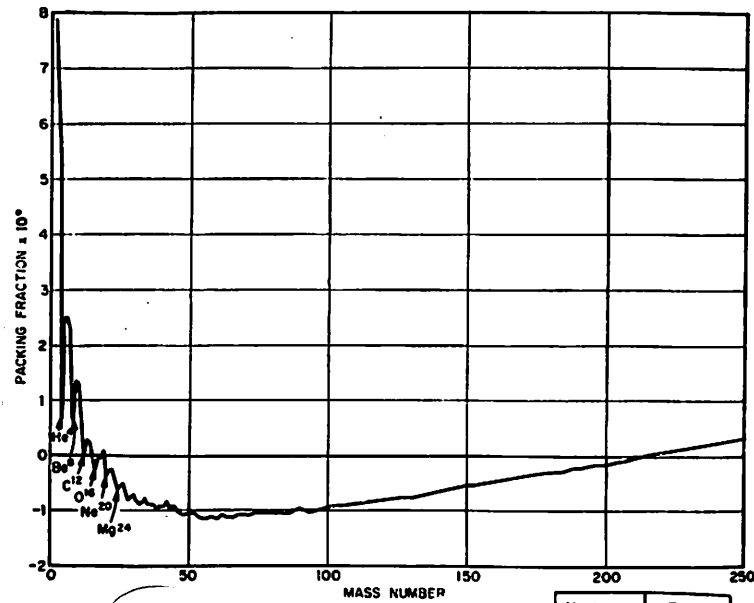
で与えられる。図は P を質量数 A の関数として表わしたもので、図I-7やI-10で示した核子あたりの結合エネルギーの曲線と密接な関係がある。現在、質量の基準として $^{12}\text{C} = 12.00000$ が採用されているため、 ^{12}C では $P = 0$ となる。 P は原子質量の測定値から直ちに求まる量であるが、物理的にはそれほど意味がなく、核子あたりの結合エネルギーの方が意味がある。

I-14 I-11に述べたように、 $A = \text{constant}$ とした場合、同重体の結合エネルギーは、I-8のWeizsacker-Betheの式による近似では A の2次式で表わされる。 $A = \text{odd}$ の同重体では $\delta = 0$ であり、1つの放物線で表わされ、従って $A = \text{even}$ の場合には $o-o$ 核と $e-e$ 核で2つだけずれた2つの放物線で表わされることになる。 $A = \text{odd}$ の例として示した $A = 73$ の同重体の場合 $Z = 32$ の ^{73}Ge が最も安定(stable)で、 $Z < 32$ の核は β^- 壊変で、 $Z > 32$ の核は β^+ (あるいは EC)によって放物線の坂を安定核の方へころげ落ちてゆく。 $A = 64$ の場合2つの放物線上を交互に移りながら壊変する。この場合 ^{64}Zn と ^{64}Ni (ともに $e-e$ 核)の2つの安定核が存在し、 ^{64}Cu ($o-o$ 核)は β^+ (EC)および β^- の両方の壊変様式をとることができる。エネルギー的には、2つの安定同位体のうち、 ^{64}Zn は ^{64}Ni より不安定で $2\beta^-$ 壊変によって ^{64}Ni に壊変することが原理的に可能である。

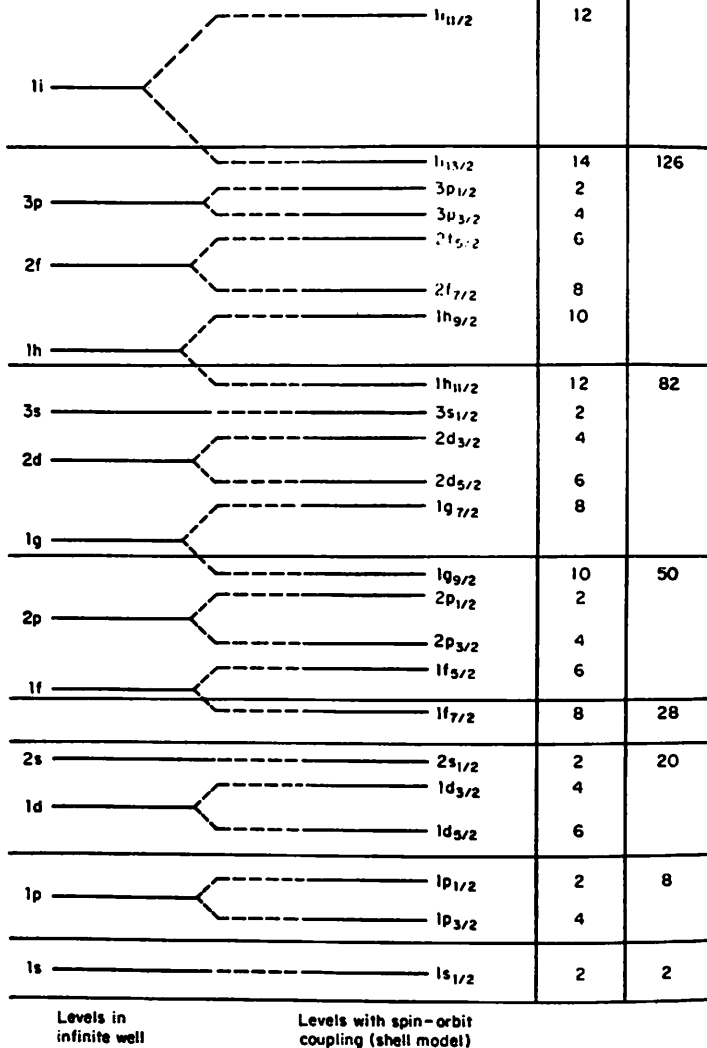
I-15 原子核に関する多くの実験事実より $N = 8, 20, 28, 50, 82, 126$, $Z = 8, 20, 28, 50, 82$ の核が特に安定である。これらはマジック数と呼ばれる。これは原子の場合の希ガスの安定性と類似しており、原子核の場合にも原子の場合のようなShell模型が必要なことを示す。これを説明するため、始め井戸型ポテンシャルと調和振動子ポテンシャルのSchrödinger方程式を解き、原子核のエネルギーレベルとして2つの中間の値をとって粒子を順次満してゆく方法が試みられた。しかしこれでは十分説明できなかった。MeyerとJensenは、それまで核力に比べて十分小さいと考えられていたスピン軌道結合力 (spin-orbit coupling) が作用するものと考えてマジック数を無理なく説明することに成功した。図の左方のレベル1s, 1p……は原子核のレベルが井戸型ポテンシャルと調和振動子ポテンシャルの中間をとるものと考えた場合のエネルギーレベルを示すもので、スピン軌道結合力を考慮することにより、右側に示すようにレベルが分離し、マジック数がうまく説明されることを示す。

I-16 結合エネルギーは、原子核内の中性子および陽子をすべて自由にするために必要なエネルギーである。1つの陽子または中性子を原子核からとり出すに必要な最小エネルギーを1核子の分離エネルギー (Separation energy) とよぶ。陽子の分離エネルギー S_p は、 $S_p = M(Z-1, A-1) + M_p - M(Z, A)$ 、中性子の分離エネルギー S_n は、 $S_n = M(Z, A-1) + M_n - M(Z, A)$ で与えられる。これを結合エネルギーを用いて表わせば、 $S_p = B(Z, A) - B(Z-1, A-1)$, $S_n = B(Z, A) - B(Z, A-1)$ となる。図は $Z = 49 \sim 52$ の核について S_p の値を N の関数としてプロットしたもので $Z = 50$ に対する値が特に大きく、陽子マジックであることを示している。

I-17 原子核は励起状態からエネルギー的により低い状態に移る場合、通常 γ 線を放出して転移することができる。しかし高い励起状態からは、 γ 線放出によらずに中性子、陽子、 α 粒子等の粒子放出を行って、その核の基底状態には転移しない場合がある。励起状態はエネルギー、スピン、パリティなどで特徴づけられ、それぞれ固有の寿命を持って壊変する。中でも寿命の長いものは核異性体と呼び、1つの核種として扱われる。一般に $e-e$ 核の励起レベルの数は $o-o$ 核のそれに比べて少なく、また質量数の大きなものほど間隔が狭くなる。 $e-e$ 核では基底状態のスピン、パリティは O^+ で第1励起状態はほとんど 2^+ 状態である。一番低い 2^+ 状態を A についてプロットすると、ところどころエネルギーの高いものがあり、 $150 < A < 190$, $220 < A$ では著しく低くなっている(これらは変形核の回転レベル)。図はPd同位体の $e-e$ 核に対する 2^+ 状態の励起エネルギーを N の関数としてプロットしたもので、中性子数の増加とともに低くなっている。マジック数関係では大きくなる。

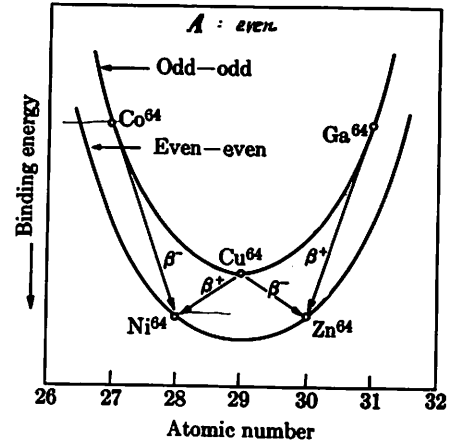
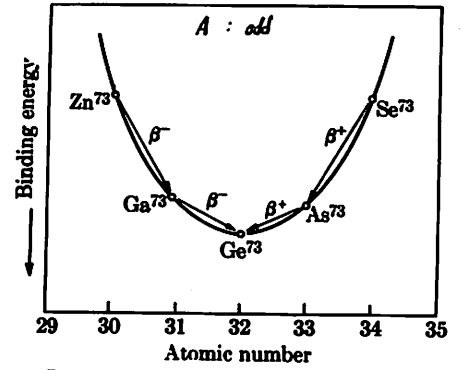


I-13 比質量偏差曲線

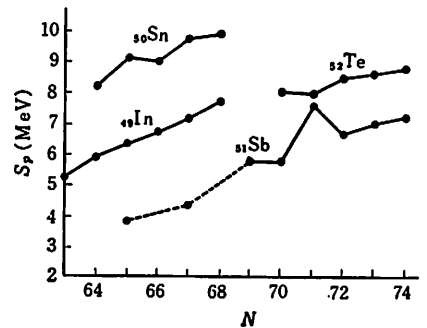


Comparison of levels in an infinite potential well with spin-orbit coupling level sequence

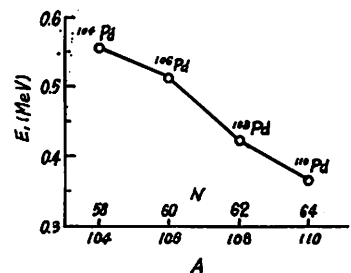
I-15 核内エネルギーレベル



I-14 結合エネルギーと壊変様式



I-16 陽子分離エネルギーと Z



104Pd の偶偶核位時の第一励起状態

I-17 核励起エネルギーと N

I—18 放射性核種の壊変様式を α 、 β 、 γ およびその他の壊変に分類し、それぞれの場合の機作および ΔZ 、 ΔA 変化、壊変に伴う放出粒子（1次、2次）を表にした。その他、遅延陽子放出を行なう核も幾つかみつまっている。これらは、 ^{10}C 、 ^{10}O 、 ^{17}Ne 、 ^{21}Mg 、 ^{32}Ar 等極端に中性子に欠乏している核である。この場合、 $\Delta Z = -1$ 、 $\Delta A = -1$ 、放出粒子protonで、半減期は100msのオーダーである。表中のBrems.はBremsstrahlung（制動放射）、Annih. γ はannihilation γ 線の略である。（＝阪上、化学と工業18, 1510（1965））

I—19 β 壊変にはI—18に示したように、 β^- 線放出、 β^+ 線放出および電子捕獲による3つの壊変の仕方がある。 β 壊変では放出される電子のエネルギーが連続的であり、初期の頃にはエネルギー保存則が成立しないのではないかと考えられていたが、中性微子(Neutrino)がエネルギーを持ち去ると考えることで解決された。図に ^{64}Cu の β^- および β^+ 壊変の際の電子エネルギースペクトルを $B\rho$ および E の関数として示した。 β^- と β^+ 壊変の相違はクローン因子の違いによるもので、核の Z によって少しずつ異なる。 β 線の場合、最大エネルギーを正確に求めるには、Kurieプロット（II—80参照）が行われる。 $B\rho$ と E の関係は、

$$E = 300 \left| \sqrt{(B\rho)^2 + \left(\frac{m_0 c^2}{e}\right)^2} - \frac{m_0 c^2}{e} \right| \text{ eV}$$

で表わされる。 m_0 は電子の静止質量、 $B\rho$ はgauss \cdot cm単位で表現される。 $B\rho = 2000$ が約280KeVに相当する。なお β 線の平均エネルギーは $\sim \frac{1}{3} E_{\text{max}}$ である。

I—20 β 転移は、転移に伴う核のスピン、パリティ変化によって許容転移、第1禁止、第2禁止……等に分類される。簡単に言えば、 ΔI の変化が大きいほど壊変し難くなり、その $\log ft$ 値は大きくなる。ここで f は理論的に β 壊変の壊変定数 λ を計算する際の積分項で Z および $E_0(\beta_{\text{max}})$ の関数である。 t は半減期で、これと f の積 ft 値はcomparative half-lifeとよばれ、各転移に対して $\log ft$ の値は表に示された範囲の値をとる。

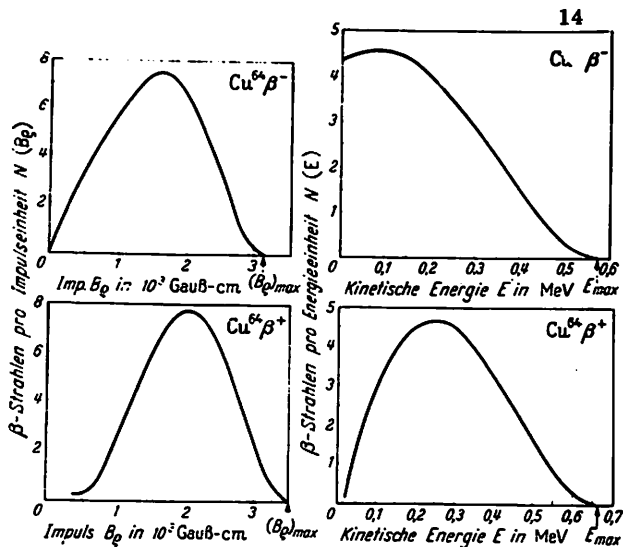
I—21 天然の β 放射性核種について、壊変定数 λ と β 線の最大エネルギー E_{max} との間に $\log \lambda = A \cdot \log(E_{\text{max}}) + B$ なる関係があることが、Sargentによって明らかにされた（1933年）。天然の β 放射性核種をプロットすると、図で示されているように2本の直線が得られる。上方のものは許容転移、下方のものは禁制転移に対応している。Sargentの法則は α 壊変元素の場合のGeiger-Nuttallの法則と類似の関係にあり、 β 壊変の場合にも、この経験法則を理論的に導くことができる。

I—22 γ 線は波長の短い電磁波で、古典電磁気学で用いる多重極展開の方法で表わすのが便利である。原子核の始めの状態を I_i 、終りの状態を I_f とすれば、角運動量保存則によって任意の角運動量の γ 線を放出して I_i から I_f に転移することは許されず、角運動量(ΔI)の選択規則に従う。多重極展開法では γ 線の持ち去る角運動量の大きさ $1, 2, \dots, n$ などに対し二重極転移、四重極転移、 2^n 極転移と呼んでいる。この転移はさらに電磁気学で知られているように、電気的転移と磁氣的転移に分類され、 $E1, M1, E2, M2, \dots$ などの表現が用いられる。また各状態はそれぞれ異なるパリティをもっているため、その選択規則にも従う。これらをまとめた表である。

I—23 核の励起状態のうち、特に寿命の長いものを核異性体と呼ぶ。普通、半減期 10^{-9} secより長いものをさすが、中には ^{210}Bi のように 3×10^6 年の半減期をもつ核異性体も存在する。なぜこのような準安定な励起状態が生じ得るかという問題は、Mayer(1951年)らにより提唱された原子核のShell模型の立場から証明された。図からわかるように、いわゆるマジック数50、82、126が核異性体の存在と密接な関係がある。一般に励起状態のスピンが基底状態のスピンと著しく異なっていてしかも励起エネルギーがあまり大きくない場合には、 γ 転移の選択律により転移が禁止され、寿命の長い核異性体が生ずる。I—15でもわかるように、マジック数の手前では核スピンの大きいレベルがあり、核異性体の存在する可能性が大きく、核異性体の島と呼ばれる。特殊なものに ^{115}Sb や ^{124}Sb のようにかなりの寿命をもつ2つの核異性体が存在する例もある。

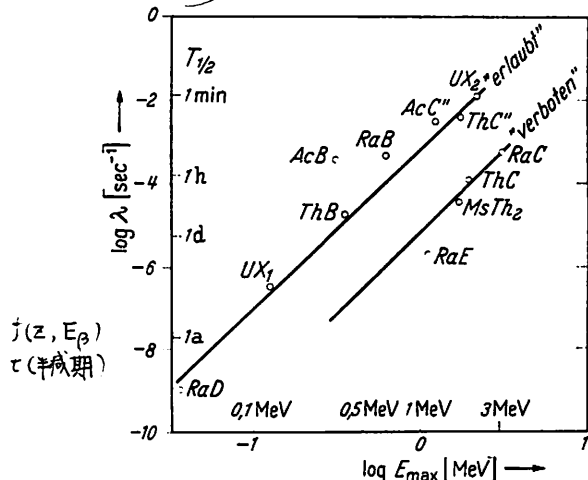
変換	機作	ΔZ	ΔA	放出粒子 ($\sim 2\pi$)	二次粒子
α 壊変	α 線放出	-2	-4	α	
β 壊変	β^- 線放出	+1	0	β^-, ν^-	Brems
	β^+ 線放出	-1	0	β^+, ν^+	Brems, Annih. γ
	電子捕獲	-1	0	ν_e	X, Auger e^-
γ 壊変	γ 線放出	0	0	γ	Photo e^- , Compton Pair- e^+, e^-
	内部転換	0	0	e^-	X, Auger e^-
	内部対生成	0	0	e^+, e^-	Annih. X, Brems.
他	自発核分裂	-2/2	-A/2	4He, n, β^-, γ	
	中性子捕獲	+1	-1	β^-, n	

I-18 壊変様式一覧



I-19 β 線スペクトル

転移の型		ΔI	パリティ 変化	$\log f t$	例
許容 (allowed)	超 (favored)	0, 1	なし	3	^3H , ^{12}Mg
	普通 (normal)	0, 1	なし	4~7	^{12}S , ^{62}Zn
	I 禁止 (I-forbidden)	1	なし	6~9	^{14}C , ^{32}P
第一禁止 (first forbidden)	一貫的 (unique)	0, 1	あり	6~8	^{111}Ag , ^{140}Ce
		2	あり	(~9)	^{36}Cl , ^{86}Sr
第二禁止 (second forbidden)	一貫的 (unique)	2	なし	10~14	^{36}Cl , ^{134}Cs
		3	なし	(~14)	^{10}Be , ^{22}Na
第三禁止 (third forbidden)	一貫的 (unique)	3	あり	18	^{87}Rb
		4	あり	(~20)	^{40}K
第四禁止 (fourth forbidden)	一貫的 (unique)	4	なし	~23	^{115}In
		5	なし		
第五禁止 (fifth forbidden)	一貫的 (unique)	5	あり		
		6	あり		



I-21 Sargentの法則

I-20 β 転移の選択律

ΔI	パリティ 変化	多重項性	備考	ΔI	パリティ 変化	多重項性
0	あり*	E1	$I_i = I_f = 0$ 除外***	4	あり	M4
	なし**	M1	"	4	なし	E4
1	あり	E1	"	5	あり	E5
	なし	M1	"	5	なし	M5
2	あり	E2	"	6	あり	M6
	なし	M2	"	6	なし	E6
3	あり	E3	"	7	あり	E7
	なし	M3	"	7	なし	M7

I	1	2	3	4	5
E	あり	なし	あり	なし	あり
M	なし	あり	なし	あり	なし

起りやすさ

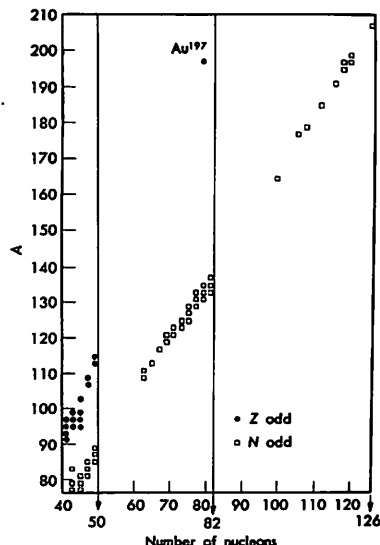
* ($\Delta I = 0$, あり) のときは2個の γ 線 (または2個の内部転換電子) の同時放出のみが許される。

** ($\Delta I = 0$, なし) のときは内部転換または内部対生成のみが許される。

*** $I_i = I_f = 0$ のときは γ 線放出はできないが内部転換は許される。これを電気単極子転移 (electric monopole transition) と呼ぶことがある。RaC' の第三励起状態 (1.414 MeV) から基底状態への転移はこれに属する。

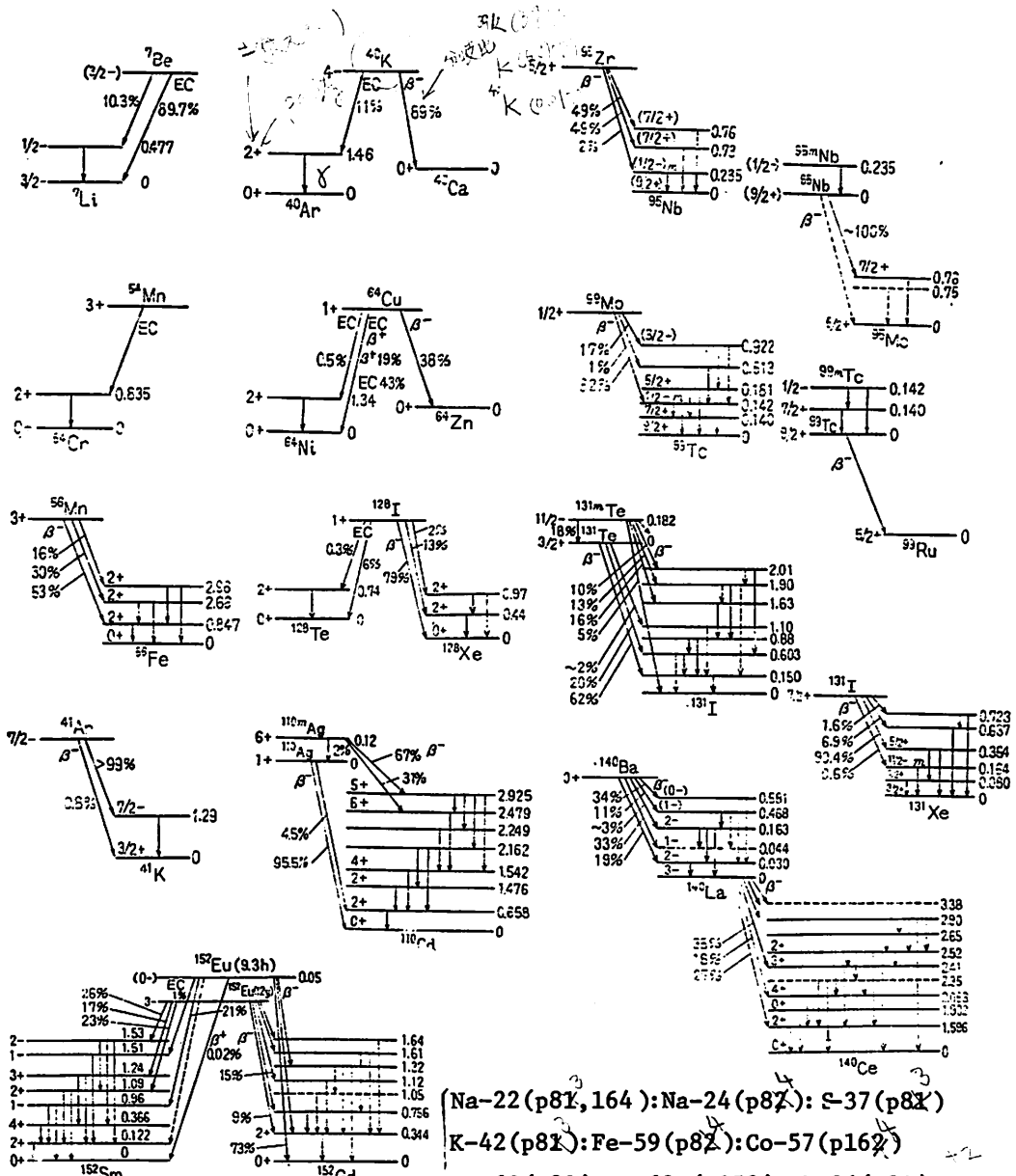
I-22 γ 転移の選択律

NUCLEAR ISOMERISM

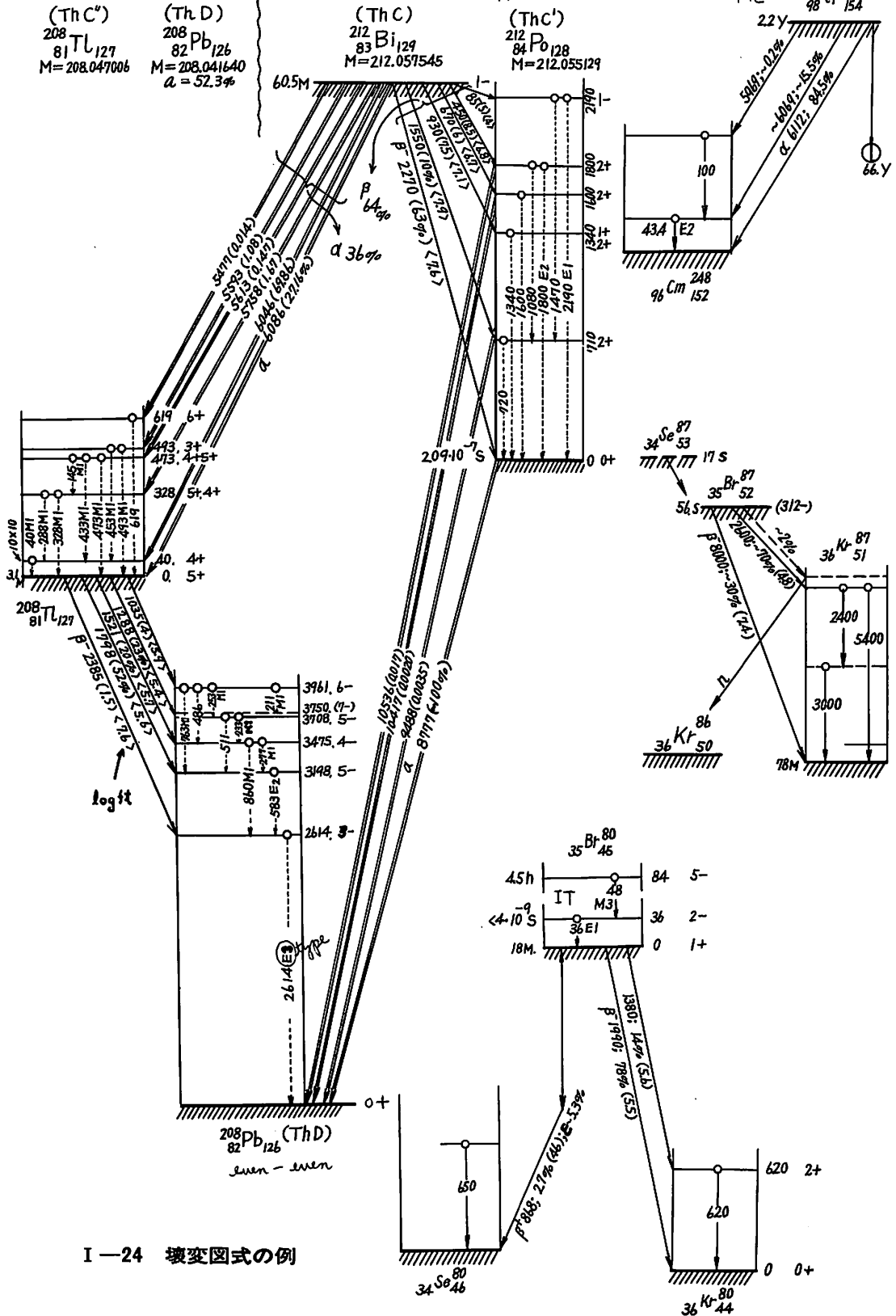


I-23 核異性体の島

I-24 核反応による放射性核種の製造やその測定などを行う場合、目的とする核の壊変について詳しく知っておく必要があり、それによって測定器、測定方法、線源作製方法などを選択しなければならない。これには壊変図の利用が便利である。図は、複雑な壊変をするThC(^{212}Bi)、自発核分裂をする ^{252}Cf 、遅延中性子の放出核の前駆体である ^{87}Se 、および核異性体を有する ^{80}Br の壊変図を示した。壊変図式には、壊変の様式(α , β , γ , EC, 他)とエネルギー、分岐比、各レベルの半減期、スピン、パリティ、 β 壊変の場合にはlog ft 値などが記入されている。



その他の壊変図式掲載へ →



I-24 衰変図式の例

I—25 GeigerとNuttallは、天然の α 放射性元素の壊変定数は α 線エネルギーが大きいものほど大きいことに着目し、多くの事例についてこの点を調べた。その結果、壊変定数 λ と α 線の飛程（標準状態の空気中での飛程） R の間に、

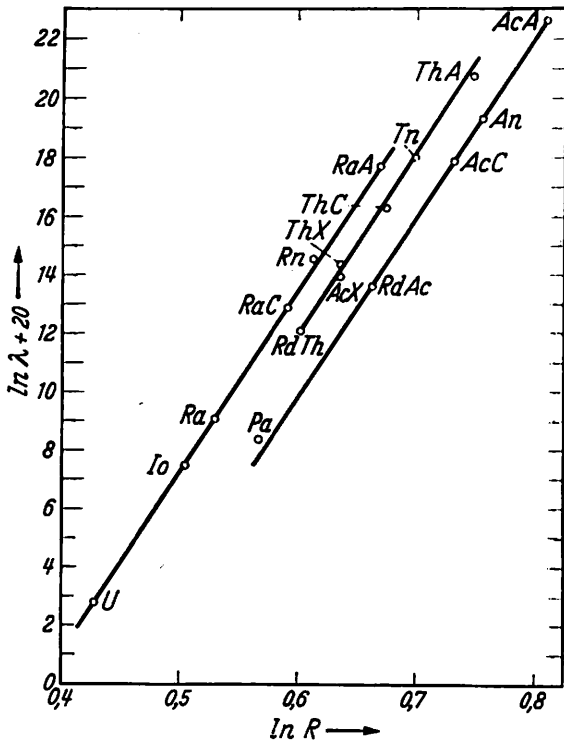
$$\log_{10} \lambda = A \log R + B$$

なる関係を見出した（1911年）。 λ を sec^{-1} 、 R を cm で表わすと $A=59.0$ となり、定数 B はウラン系列で -41.8 、トリウム系列で -43.4 、アクチニウム系列で -45.0 となる。これをGeiger-Nuttallの法則という。飛程はあまりにも複雑な内容をもった量なので、 R の代りに α 粒子のエネルギー E_α とその反跳エネルギーを含めた全壊変エネルギー E を用いる方が合理的である（I—27参照）。その理論的証明は、Condon, Gurney, Gamovら（1929年）によって成された（I—28参照）。

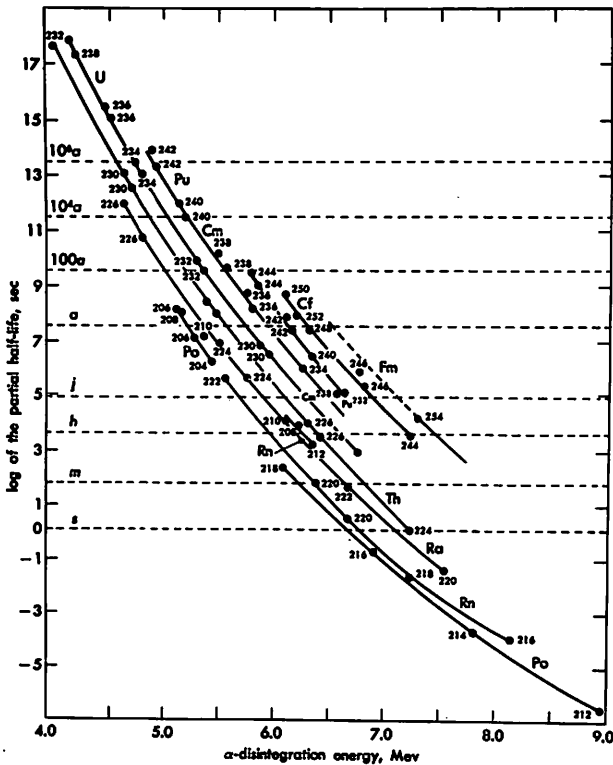
I—26 6MeVの運動エネルギーをもつ α 粒子が20MeVのクーロンポテンシャルの障壁をトンネル効果によって核外に抜け出る様子を示した。ポテンシャルの穴の中にある α 粒子は、古典力学的には障壁を抜け出すことはできない。しかし量子力学的にはこれを通り抜ける確率を有し、核内の α 粒子をあらわす波動関数は、次第に核外に浸透してゆくことができる。 α 粒子のエネルギーが高ければ通過する障壁の厚みは薄く、壊変定数が大きくなることは定性的に理解できる（I—25, 27）。これを理論的に証明したのは、Gamov, Gurney, Condonらである（I—28参照）。

I—27 α 線の壊変エネルギーと半減期の関係を偶々核について示した。各元素の同位体は線で結んであり、これらはクーロンポテンシャルが同じ値をもつため、Geiger-Nuttallの法則よりも合理的である。グラフの表示は、I—25の場合と異なり、部分半減期が用いられている。例えば ^{238}U ($T_{1/2}=2.39 \times 10^7$ 年)では、4.493MeVと4.450MeVの α 線がそれぞれ74%、26%放出されるため、 $\lambda_{4.49}=0.74 \lambda_{\text{total}}$ 、 $\lambda_{4.45}=0.26 \lambda_{\text{total}}$ となり、 $T_{4.49}=3.23 \times 10^7$ 年、 $T_{4.45}=9.96 \times 10^7$ 年としてプロットしてある。（同一の α 線エネルギーでも原子番号が大きくなるにつれ、半減期が長くなることは、クーロンポテンシャルが大きくなることで説明される。）

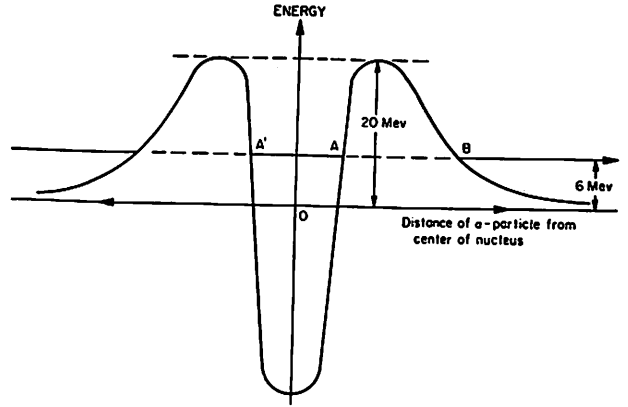
I—28 I—26に示したようなポテンシャル井戸の中での α 粒子の運動を量子力学的に取り扱い α 壊変を理論的に解明したのは、CondonとGurneyおよびGamov（1929年）である。彼らはポテンシャル井戸の中での α 粒子の運動を与えるSchrödinger方程式を解き、適当な近似を入れて単位時間内に核から放出される α 粒子の数を計算した。図はこのようにして求めた壊変定数 λ と α 粒子の速度 v との関係を示す。各同位体とも実験値と理論値の一致は良く、 α 壊変の理論の正しさを示している。



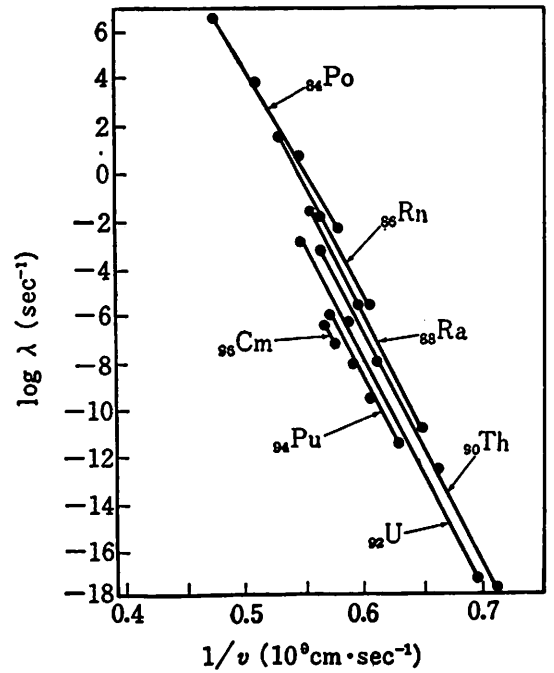
I-25 Geiger-Nutallの法則



I-27 偶-偶核のα壊変エネルギーと半減期



I-26 α粒子に対する核ポテンシャル障壁



$$\log \lambda = -a \frac{Z-2}{v} + b$$

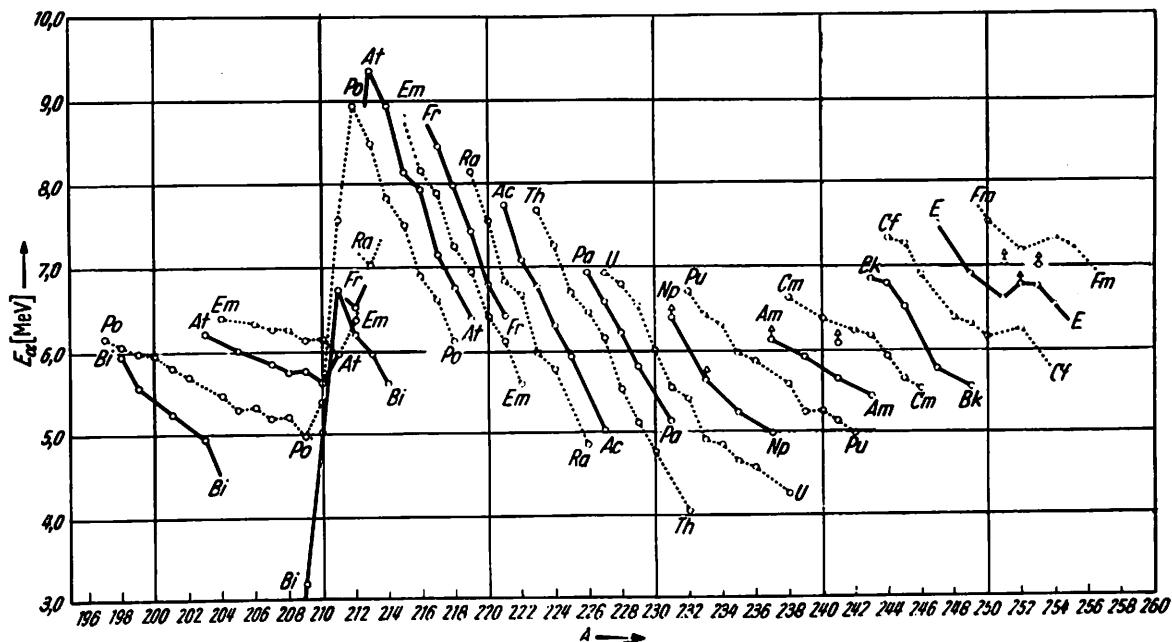
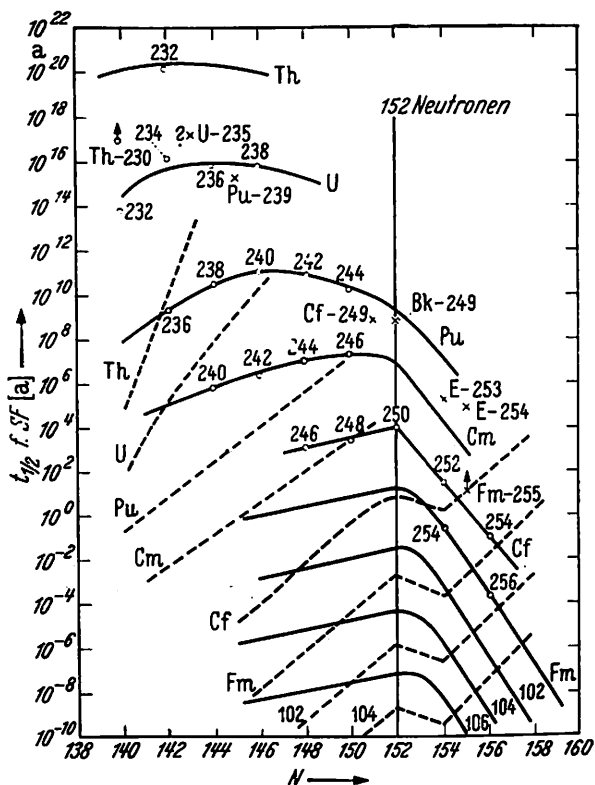
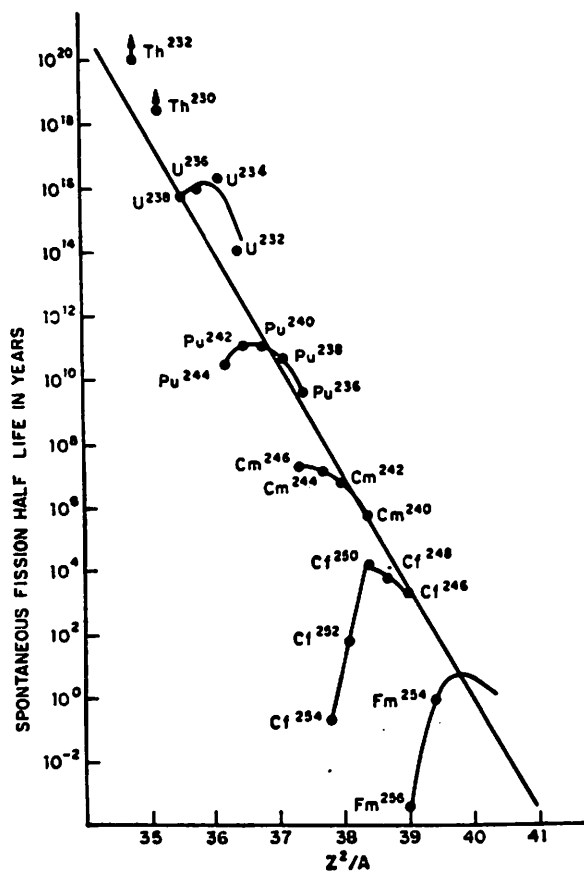
$$\left(v = \frac{M}{M_r} v_r, a = \frac{4\pi e^2}{2303 \hbar}, b = \log \frac{v}{R_0} \right)$$

I-28 Gamowのα壊変の理論と実証 (Gurney, Condon)

I—29 図は α 壊変を行う核について、壊変エネルギーを質量数の関数として表わしたもの。 $Z=\text{odd}$ (実線), $Z=\text{even}$ (点線)の区別をして、それぞれ同位体を結んである。全般的な傾向として、同位体では質量数の大きな核種ほど E_α が小さくなるといえる。 $A=210$ および252付近で曲線に乱れがみられる。これは $N=126$ および152のマジック数の影響を示すもので、マジック数に近くなるにつれ E_α が小さく(半減期が長く安定に)なり、これを越えると E_α が急激に増加することを示す。

I—30 1940年FlerovとPetrzhakによって ^{238}U の自発核分裂が発見されて以来自発核分裂を行う核が重い核で多数見出された。自発核分裂の半減期は、一般に $e-e$ 核 $<e-o$ 核 $<o-e$ 核 $<o-o$ 核の順に長くなる。図は $Z=\text{even}$ の核について $T_{s,f}$ を中性子数の関数として表わしたもので、 $e-e$ 核は○、他は×で示してある。 $e-e$ の同位体を結んだ曲線は $N=152$ で半減期が極大になり、Shell模型から予想される $N=152$ がマジック数であることを示している。図中の点線は、 α 壊変の半減期中で中性子数が大きい核では α 壊変よりむしろ自発核分裂による壊変の方が起り易くなることを示す。

I—31 1952年Seaborgは一般に自発核分裂の半減期が Z^2/A が大きい核ほど短くなることを示した。これは核分裂に関する液滴模型から当然考えられることである。(半径 R の1つの球のもつエネルギー $E_0=4\pi R^2 S$ (表面エネルギー) $+\frac{3}{8}\frac{Z^2 e^2}{R}$ (クローンエネルギー)、それが2分した半径($R/\sqrt[3]{2}$)、核荷電($Z/2$)の2つの球のもつエネルギー $E_1=2(4\pi S \cdot R^2/\sqrt[3]{4} + \frac{3}{8}\frac{\sqrt[3]{2}}{2} \cdot Z^2 e^2/4R)$, $E_0-E_1>0$ という分裂可能な条件に $R=r_0 A^{1/3}$ を用い、 $\frac{3}{8}\frac{e^2}{4\pi S r_0^2} \cdot \frac{Z^2}{A} \geq 0.7$) 図は自発核分裂半減期の対数と Z^2/A の関係を示すもので、一般的にはSeaborgが示したように Z^2/A とともに半減期は指数的に短くなっているといえる。しかし同じ Z の同位体を結んだ場合、図に示されているように1つの放物線になることが指摘され(Huizenga, 1954年)、細部では液滴模型が成立しなくなる。

I-29 α 壊変エネルギーと質量数I-30 自発核分裂半減期と中性子数
(α 壊変: 点線)I-31 自発核分裂半減期と Z^2/A

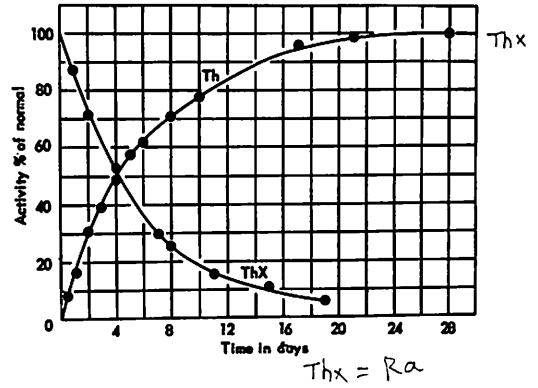
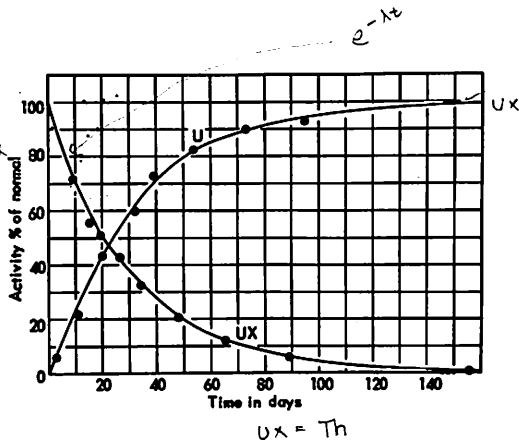
I—32 1900年, W.Crookes は純粋なウラン塩をうるためエーテル抽出による精製を行ったところ, その部分には写真フィルムの黒化作用はなく, かえって水相の部分に強い放射能のあることを知った。また過剰の炭酸アンモニウムを加え, ウランを可溶性とした溶液に生ずる水酸化鉄沈殿にも強い放射能を認め, これら正体不明の強放射性物質をUXと名づけた。さらにRutherford, SoddyはUXを除去したウランは最初 β 線を出さないが, 徐々に, そしてついには完全に β 放射能を回復し, ウランから分離されたUXは時間とともに指数関数的に減衰することをみとめた。トリウムについては, アンモニアにより水酸化トリウムを沈殿させた残液にかえって放射能が強く, これをThXと名づけた。しかも分離されたTh中に時間とともに生成する放射能と, ThX部分の減衰放射能はつり合って, Th部分とThX部分の放射能の和は平常のトリウムの放射能に等しい一定値であることを示した。こうして放射能は原子の変化する現象であり, 新しい種類の物質が生成する変化に伴うものであると結論された。

I—33 I—32の実験結果は単離された放射性物質の放射能の減衰は, $A_x(t) = A_{x_0} \cdot e^{-\lambda t}$ で, 親核種中に成長する娘核種の放射能は $A(t) = A_0(1 - e^{-\lambda t})$ であらわされることを示している。このことは, ある時刻における放射壊変の速さ(放射能の強さ)は, そこに存在する原子の数に比例するとした, 放射性壊変の法則(1903), $-\frac{dN}{dt} = \lambda N$ により説明される。この比例定数 λ は, 各放射性核種について一定の固有値で, 壊変定数とよばれる。いま純粋な親核種からの娘核種の原子数の変化の速さは, $dN/dt = Q - \lambda N$ であらわされ(親から娘原子が生れる速度 Q は, 長寿命の親なら一定の値), この式より, 初期条件を入れて, 娘の放射能の変化を示す, $A = \lambda N = Q(1 - e^{-\lambda t})$ の成長曲線(Growth Curve)が得られる。

I—34 長寿命の親から成長する娘核種の半減期はその成長速度の解析から求める。その例を $^{238}\text{U}-\text{UX}_1$ の系で示す。(a)純粋な親からの娘の放射能の成長は, $R_B = (R_B)_\infty(1 - e^{-\lambda t})$ で表わされる($(R_B)_\infty$ は平衡に達したときの放射能強度)。この成長曲線の傾き $\frac{dR_B}{dt} = \lambda(R_B)_\infty \cdot e^{-\lambda t}$ は $t=0$ において $\lambda(R_B)_\infty = \frac{0.693(R_B)_\infty}{T_B}$ となる。 (T_B) は娘の半減期)。この傾きをもつ直線((a)図の破線)の $(R_B)_\infty$ の破線との交点にあたる時間($T_B/0.693$)から T_B を求める。実際は破線のひき方に誤差があり, T_B の誤差は大きく, また $(R_B)_\infty$ の値がわからないと解析できない。(b)各時点での成長曲線の傾き(dR_B/dt)をこの図のように片対数紙にプロットすると, 直線が得られるはずで, その傾きから T_B を求めることもできる。

I—35 1913年, Soddy, Fajansらは, 放射性元素の化学的性質の研究から, 放射壊変と, それに伴う元素の周期表上の位置の変化の関係(放射性壊変変位律)をあきらかにした。すなわち, α 壊変で元素は周期表上で2つ左の族へ移り, 原子量は4減少する。 β 壊変によって周期表上の位置は1つ右へ移るが原子量は変化しない。これによって, それまでに知られていた放射性元素の周期表上の位置関係が明確になるとともに, 新しい核種の存在もわかるようになった(ここに示す歴史的名称は壊変系列においてこれらの占める位置を示している)。この表の同じ族にならんでいる, 名称の異なる諸核種は質量数が異なるだけで, 同じ化学的性質をもつ同位体である。

I—32

U, Thと
その娘

$$A_x(t) = A_{x0}e^{-\lambda t}$$

$$A(t) = A_0(1 - e^{-\lambda t})$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \rightarrow \text{Decay Curve}$$

$$\frac{dN_x}{dt} = Q - \lambda N_x \rightarrow \text{Growth Curve}$$

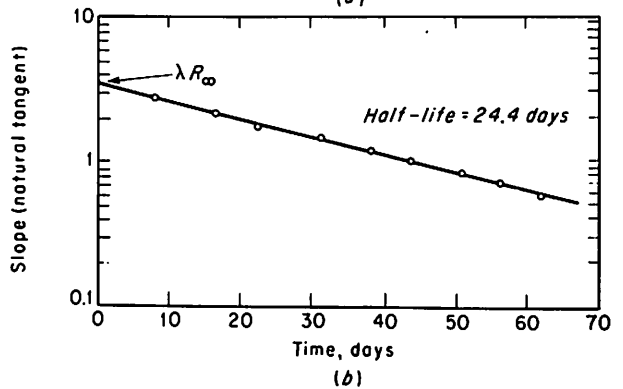
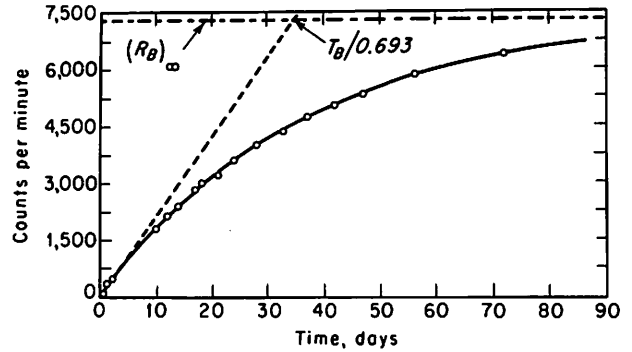
(Q: constant production rate)

$$\left[\begin{aligned} \frac{dN}{dt} + \lambda N &= Q \\ (x e^{\lambda t}) \\ e^{\lambda t} \frac{dN}{dt} + \lambda N e^{\lambda t} &= Q e^{\lambda t} \\ \frac{d}{dt}(N e^{\lambda t}) &= Q e^{\lambda t} \\ N e^{\lambda t} &= \frac{Q}{\lambda} e^{\lambda t} + C \\ N &= \frac{Q}{\lambda} + C e^{-\lambda t} \end{aligned} \right]$$

$$N = \frac{Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

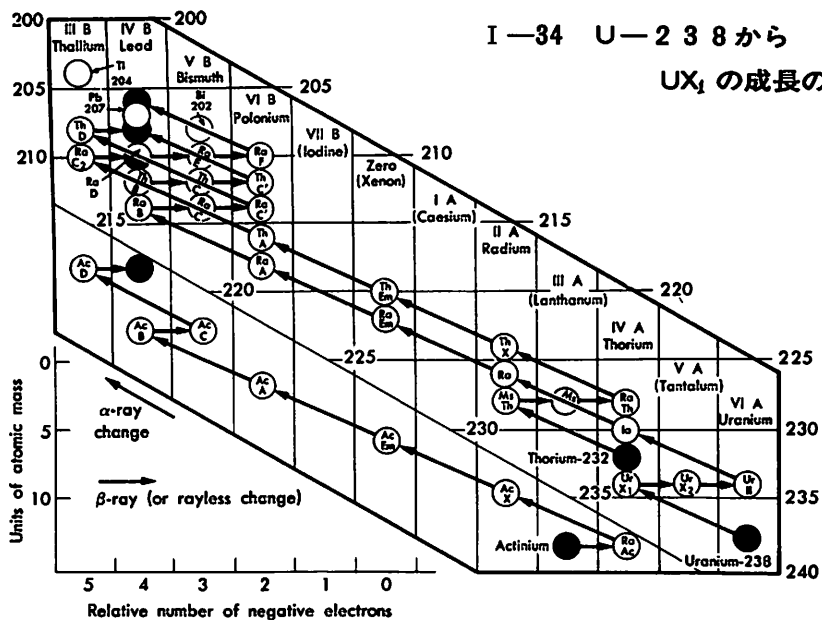
$$(t=0, N=0; C = -\frac{Q}{\lambda})$$

$$A = \lambda N = Q(1 - e^{-\lambda t})$$



I—33 壊変と成長の式

I—34 U—238から

UX₁の成長の解析

I—35

放射性壊変変位律

(Soddy, Fajans)

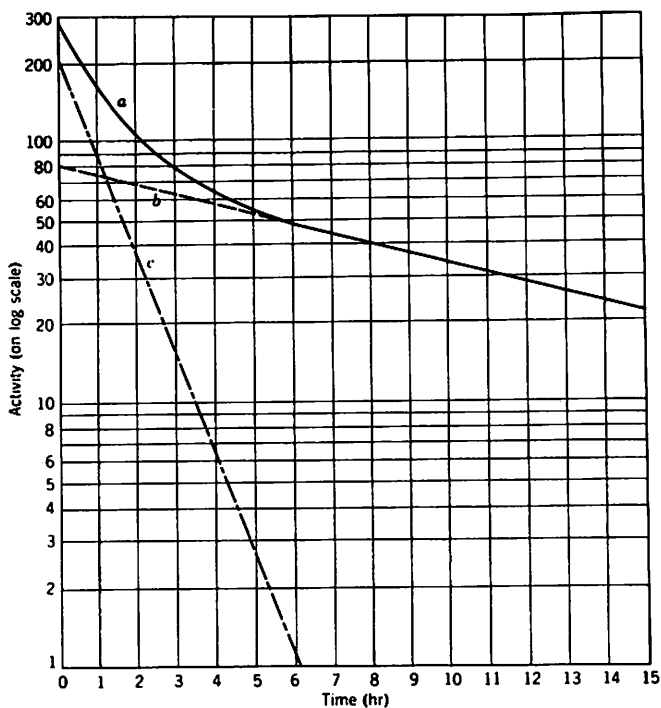
I—36 半減期の異なる独立した2種の放射性核種が混在する場合、その全放射能の壊変曲線はaのようになり、2つの直線部分に分けることができる。実測された曲線aの経過時間の長い部分から長寿命成分の壊変曲線を求め、 $t=0$ まで延長してbとし、aからbを差引いて短寿命成分の壊変曲線cが求まる (peeling off)。aからbを差引く場合、片対数用紙片を用い、その1の目盛をb上のある点にあわせ、その上のaの数値を読みとり、その値から1を差引いて短寿命放射能の値を求めて印をつけると簡単である。

I—37 複合壊変曲線解析のさい往々起こる誤差を示す。(a)は長寿命成分の放射能 I_2 の位置、勾配などを大きくとりすぎる場合で、 I_2 を差引き過ぎやすい。(b)はその逆で I_1 の曲線は尾を引いている。いずれの場合も I_1 の正確な半減期は求まらず、短寿命成分が直線にのるまで長寿命成分に対して新しい直線を引いてみる必要がある。

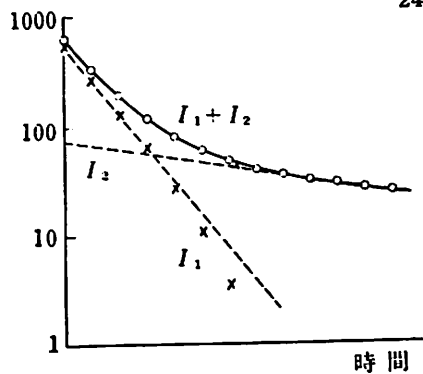
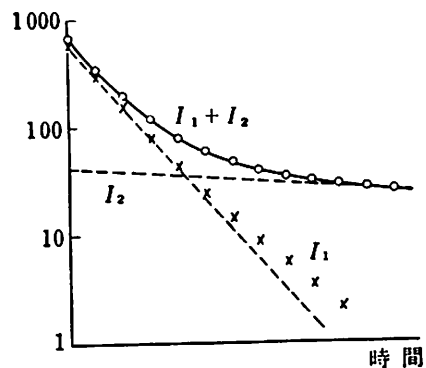
I—38 分のオーダーの半減期の測定においては、計数率の測定に要する時間が半減期に比してかなりの比重を占めるようになり、(a)のような計数率の減衰測定 (Rate plot) の方法からは正確な半減期は求まらない。一方、各時点までの積算計数値 S (自然計数補正) は $\int_0^t \lambda N dt = N_0(1 - e^{-\lambda t})$ となるので、計数値の増加が自然計数によるものでしかなくなるまで計数した積算計数値 S (自然計数補正) から S を差引いた値は $N_0 e^{-\lambda t}$ となり、これをプロットすることによっても半減期は求まる。この(b)のプロット (Integral plot) はバラツキが少なく直線にのるので誤差は小さい。

I—39 $A \rightarrow B \rightarrow C$ のような壊変系列で、Bが非常に短寿命であり、この半減期を測定したいときには、遅延同時計数法が使われる。測定試料 S を2つの検出器 C_1 、 C_2 の間に置き、 C_1 からのパルスを同時計数回路に入れる前に遅延回路で電氣的に遅らせ、 C_2 からのパルスは直接同時計数回路へ入れる。このようにして同時計数率を測定し、 C_1 のパルスが遅れる時間に対して同時計数率をプロットすると(b)図のようになる。これは、Aが壊変して(C_1 パルス) Bができ、Bの壊変率はそれができてからの時間とともに指数関数的に減少するので、 C_1 パルスの遅延時間が長くなるほど同時計数率は減少する。しかもBの半減期が短いほどその減少は急である。従って、偶発同時計数率も補正した同時計数率の遅延時間による変化からBの半減期が求まる。実例、 $^{181}\text{Hf} \rightarrow ^{181}\text{Ta}$ ($T_{1/2} = 22 \mu\text{sec}$) \rightarrow [phys. Rev., 70, 569 (1946)]
・ ^{222}Ra (38sec) $\rightarrow ^{218}\text{Rn}$ (0.019sec) \rightarrow [phys. Rev., 74, 591 (1948)]。

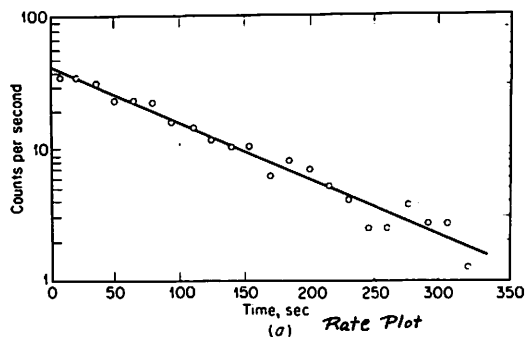
I—40 天然に存在する重い放射性元素は ^{238}U 、 ^{235}U 、 ^{232}Th の、どれかにはじまって順次に壊変する3つの放射性壊変系列を構成する。 ^{238}U にはじまる系列は8回の α 壊変と6回の β 壊変で安定な ^{206}Pb で終る。この系列の中に見出される核種の質量数は、 n を整数とすると $(4n+2)$ で表わされ、ウラン系列とよばれる。アクチノウラン $(4n+3)$ 系列は ^{235}U にはじまり ^{207}Pb で終る。トリウム $(4n)$ 系列は ^{232}Th にはじまり ^{208}Pb はその終末産物である。 $(4n+1)$ 系列は人工放射性元素の中に見出され、 ^{237}Np にはじまり ^{209}Bi で終る。これらの壊変系列の一員のあるものは別の壊変系列からもでき、P.16の下に示したのがその側鎖で、これらは壊変鎖の最後の核種で主系列に結びついている。なお親核種 ^{238}U 、 ^{232}Th を生む長寿命の放射体の親系列も付記した (VII—20参照)。



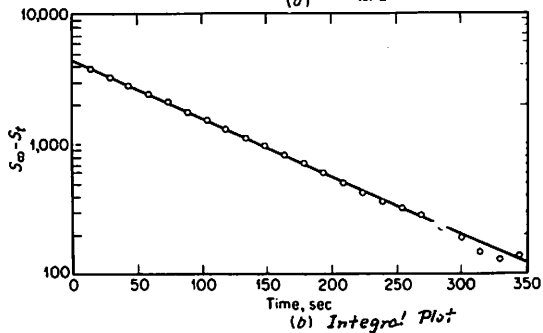
I-36 複合衰変曲線

(a) I_2 が強いとき(b) I_2 が弱いとき

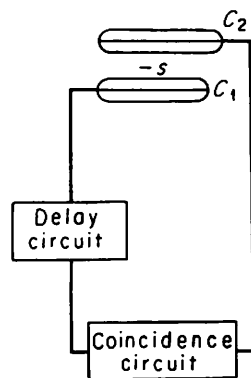
I-37 複合曲線解析の誤差



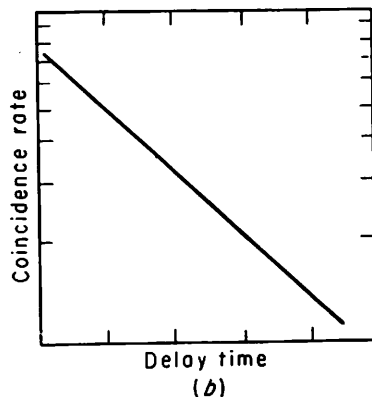
(a) Rate Plot



(b) Integral Plot

I-38 短寿命核種の半減期の測定
(UX_2 : 半減期 1.18 分)

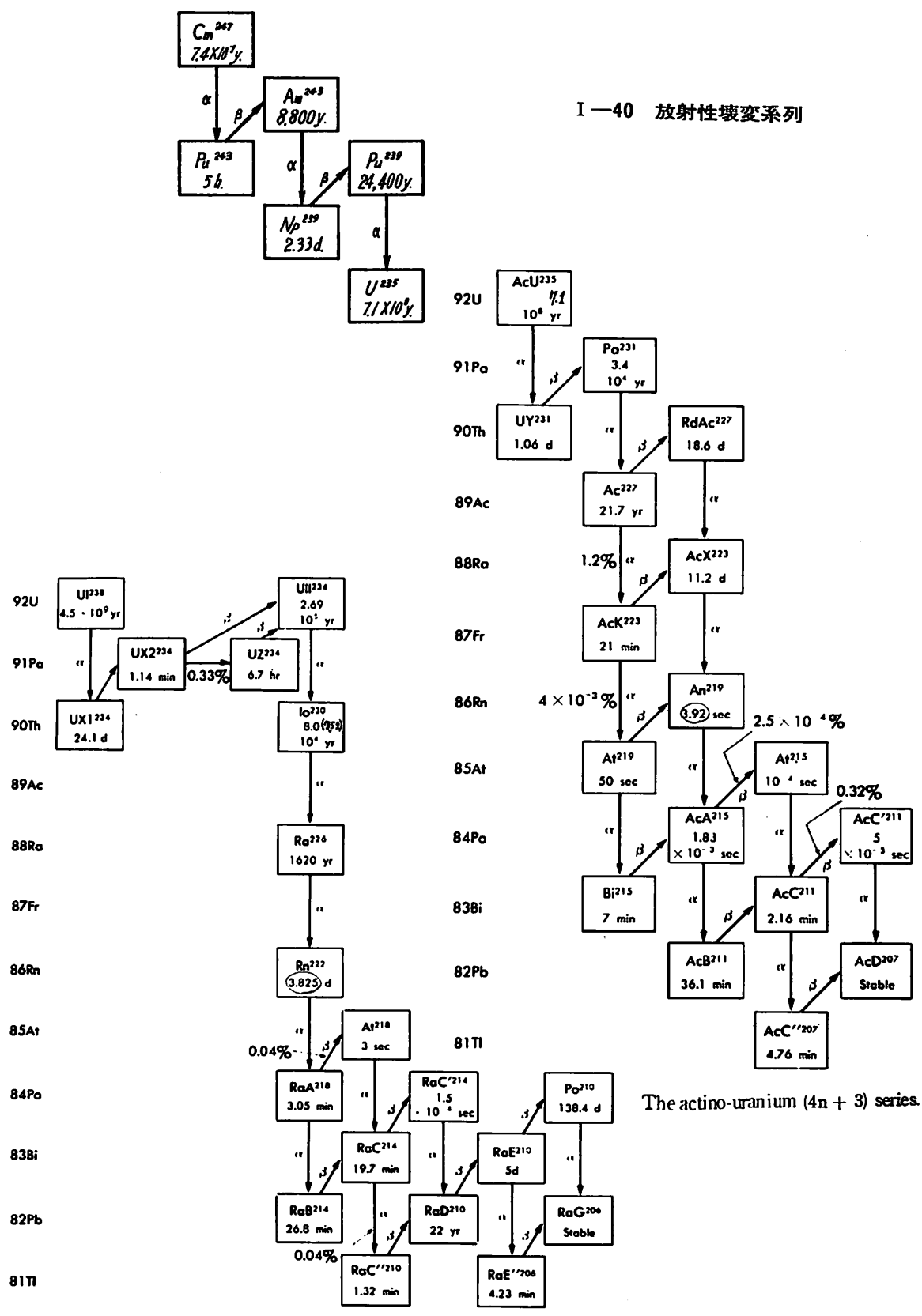
(a)



(b)

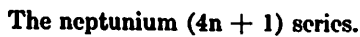
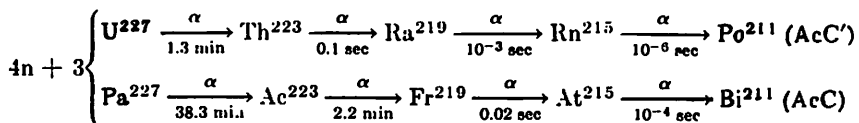
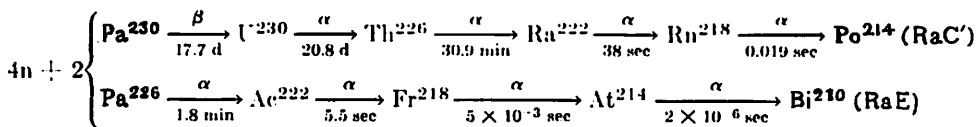
I-39 遅延同時計数法

I—40 放射性衰变系列

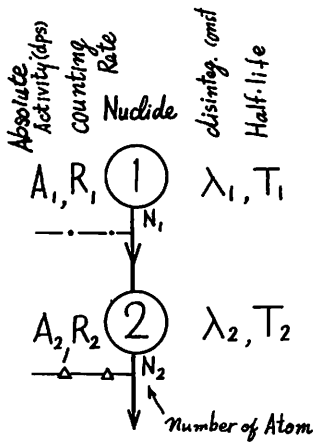


The uranium ($4n + 2$) series.

The actino-uranium ($4n + 3$) series.


$$4n \begin{cases} \text{U}^{228} \xrightarrow[9.3 \text{ min}]{\alpha} \text{Th}^{224} \xrightarrow[1 \text{ sec}]{\alpha} \text{Ra}^{220} \xrightarrow[3 \times 10^{-2} \text{ sec}]{\alpha} \text{Rn}^{216} \xrightarrow[10^{-4} \text{ sec}]{\alpha} \text{Po}^{212} (\text{ThC}') \\ \text{Pa}^{228} \xrightarrow[22 \text{ hr}]{\alpha} \text{Ac}^{224} \xrightarrow[2.9 \text{ hr}]{\alpha} \text{Fr}^{220} \xrightarrow[27.5 \text{ sec}]{\alpha} \text{At}^{216} \xrightarrow[3 \times 10^{-4} \text{ sec}]{\alpha} \text{Bi}^{212} (\text{ThC}) \end{cases}$$


I-41 壊変系列二物質問題とその例



$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$$

$$N_1(t) = N_1^0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2$$

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t}$$

($\times e^{\lambda_2 t}$)

$$e^{\lambda_2 t} \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} = \lambda_1 N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$

$$\frac{d}{dt}(N_2 e^{\lambda_2 t}) = \lambda_1 N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$

$$N_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C$$

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + C e^{-\lambda_2 t}$$

as ($t = 0, N_2 = N_2^0$)

$$N_2^0 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 + C$$

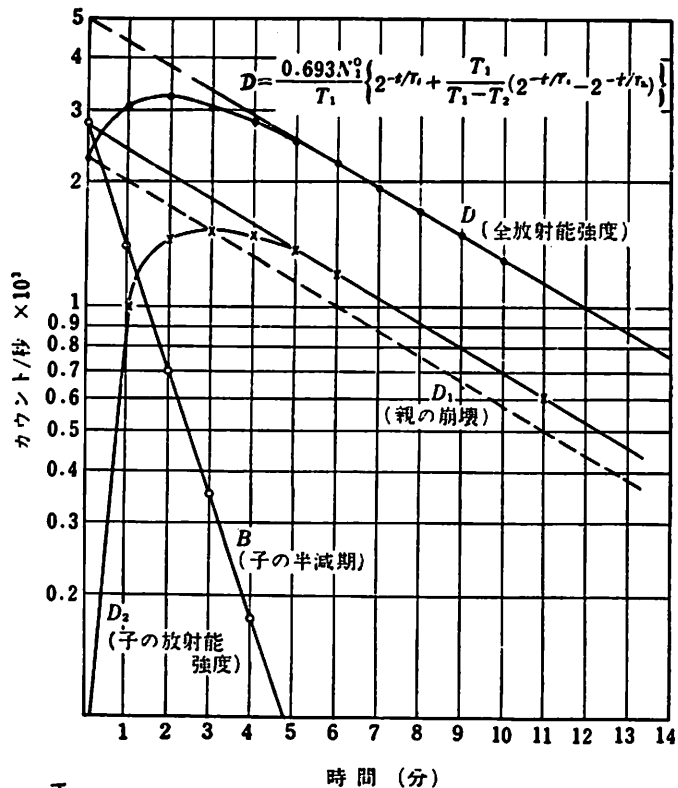
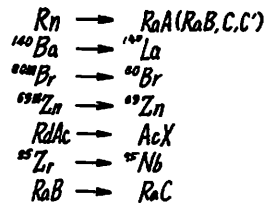
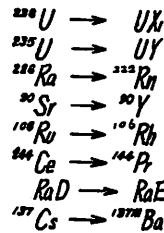
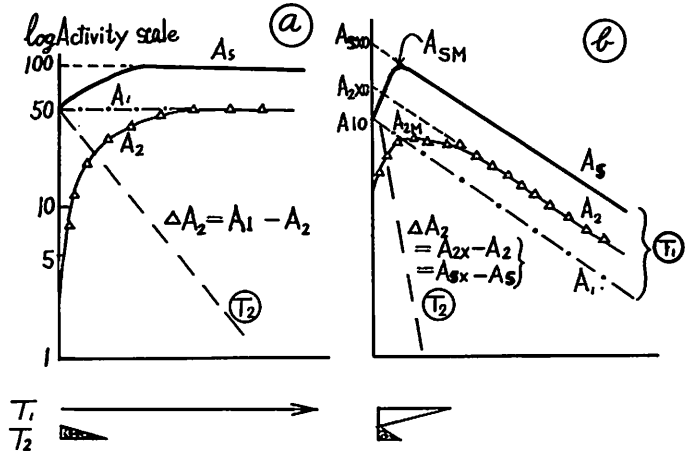
$$\therefore C = -\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 + N_2^0$$

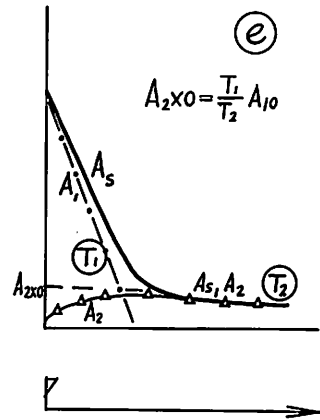
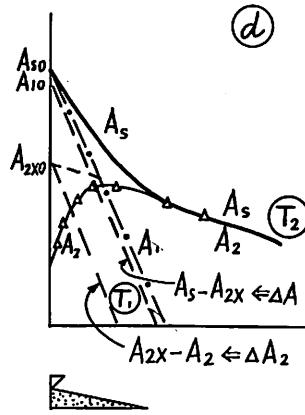
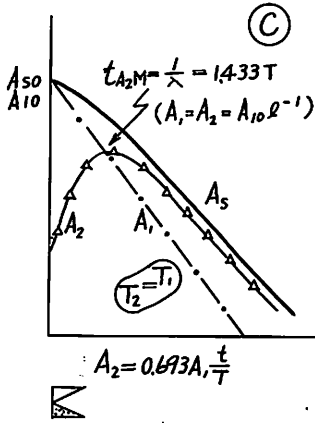
$$\therefore N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_2^0 e^{-\lambda_2 t}$$

$$A_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + A_2^0 e^{-\lambda_2 t}$$

$$\frac{dA_2}{dt} = 0 \rightarrow A_1 = A_2$$

$$t_{\text{trans}} = \frac{0.693}{\lambda_1 - \lambda_2} \log \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{3.3237 T_1 T_2}{T_1 - T_2} \log \frac{T_1}{T_2}$$



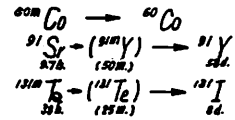
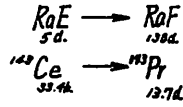


in case (b)

$$t_{ASM} = \frac{3323 T_1 T_2}{T_1 - T_2} \log \frac{T_1^2}{2 T_1 T_2 - T_2^2}$$

$$A_{SX0} = (1 + \frac{T_1}{T_1 - T_2}) A_{10}$$

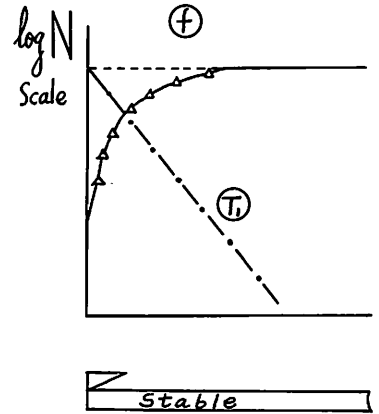
$$A_{2X0} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} A_{10}$$



if

$$[R_1 = \lambda A_1, R_2 = \lambda A_2, k = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \text{ or } \lambda_2]$$

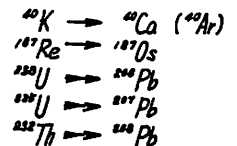
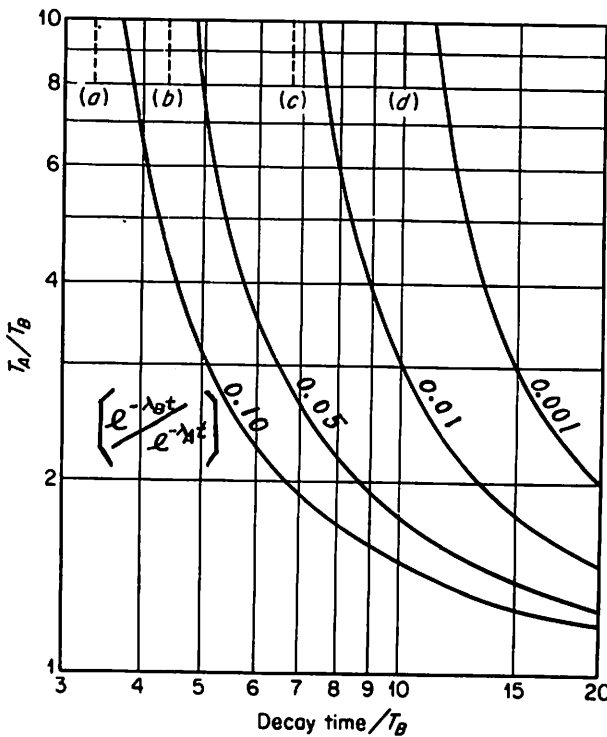
$$t_{RSM} = \frac{3323 T_1 T_2}{T_1 - T_2} \log \frac{k T_1^2}{(k+1) T_1 T_2 - T_2^2}$$



I-43

半減期比と
平衡達成まで
の時間

(A → B →)



I-41 ある放射性核種①の原子数を N_1 とし、その娘核種②の原子数を N_2 とする。①が壊変して②となり、②がさらに壊変して行くときの N_2 の時間的変化の式は微分方程式、 $\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$ を解いて得られる。その解法と解をここに示すが、 N_1^0 、 N_2^0 は $t=0$ における存在量である。この系の例($N_2^0=0$)を、親と娘の半減期によって6つに分類し①-⑥に図解する。①は λ_1 が λ_2 に比して充分小さい場合で、充分時間が経過すると $N_1/N_2 = \lambda_2/\lambda_1$ となり($A_1=A_2$)永続平衡が成立する。②は $\lambda_1 < \lambda_2$ の場合で、 A_1 、 A_2 の変化はこの図のようになり長時間経過すると N_2 は N_1 の半減期で減少し、 $N_1/N_2 = (\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_1$ となる($A_2 = \frac{T_1}{T_1 - T_2} A_1$)。これを過渡平衡といい、 t_{ASM} (全放射能が最大になる時間)は②図の下に示す式で求められる。③は λ_1 と λ_2 が等しい場合で、親が娘と同寿命か短寿命では、いかなる時間においても平衡はありえない。④は $\lambda_1 > \lambda_2$ の例で、はじめは親核種が壊変するにつれて娘の量は増し、充分時間が経過すると $N_2 = -\frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot N_1^0 \cdot e^{-\lambda_1 t}$ となって娘核種は自分自身の半減期をもって減衰して行く。⑤は $\lambda_1 \gg \lambda_2$ の場合で、娘核種が生成しても、その半減期が長いので放射能として測定されにくく、ほとんど親核種の減衰しか観測されない。⑥は娘が安定な場合で、 N_1 の壊変した分だけ N_2 が蓄積する(この図だけ縦軸が $\log A$ でなく $\log N$ としてあることに注意)。

I-42 親が娘より長寿命($\lambda_1 < \lambda_2$)だと、放射平衡の状態に達する(I-41②)。すなわち、ある時間後には原子数の比、したがって親と娘の壊変率の比が一定となる。このとき $N_1/N_2 = (\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_1$ 、 $A_1/A_2 = (\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_2 = (T_1 - T_2)/T_1$ となり娘の放射能は親の $T_1/(T_1 - T_2)$ 倍大きい。また、この平衡状態では両放射能は親の半減期で減衰する。また娘の放射能強度が最大となる点($dA_2/dt = 0$)は、 $A_1 = A_2$ の点、すなわち親の減衰曲線と娘の成長曲線の交点、となることは、この状態となる時間が左下に示す式で与えられることからわかる。

I-43 $A \rightarrow B \rightarrow$ の系で、 $t=0$ のときAのみであれば、時間 t 後のAとBの放射能比は $A_B/A_A = -\frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (1 - e^{-\lambda_B t}/e^{-\lambda_A t})$ で与えられる。平衡が達成されると $A_B/A_A = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} = \frac{T_A}{T_A - T_B}$ であるから $e^{-\lambda_B t}/e^{-\lambda_A t}$ は平衡未達成の程度をあらわす。例えば T_A/T_B が6の系において、 $e^{-\lambda_B t}/e^{-\lambda_A t}$ が0.01(平衡達成度0.99)となるのは、娘の半減期の8倍の時間経過後であることを示す。(a)(b)(c)(d)は $T_A > T_B$ のとき、それぞれの平衡達成度になるには娘核種の半減期の何倍の時間経過が必要を示した。これから、 T_A が T_B よりかなり長いときは、娘の半減期の10倍経過するとほぼ放射平衡が達成することがわかる。

I-44 3体問題 $N_1 \rightarrow N_2 \rightarrow N_3$ (安定)の系において、 N_1 と N_2 の時間的変化についてはI-41の式が適用できる。また N_3 については、ここに示す解を得る。ここに一例として、 $T_1 = 1$ 時間、 $T_2 = 5$ 時間の場合について図示する。縦軸は $N_1^0 = 100$ とした N_1 、 N_2 、 N_3 の相対的な数値である。 N_1 は1時間の半減期で減衰し、 N_2 は最初ゼロで、約3時間後に最大となり、次第に減衰する。安定核種 N_3 は時間とともに常に増加しついに100になり、 N_1 がすべて N_3 になる。

I-45 4体問題の例である。試料を数十分間 ^{222}Rn にさらして後 ^{222}Rn をとりのぞくと、その壊変生成物の RaA (^{218}Po 、半減期3.05分)が沈着してくる。この試料において、 RaA 原子は指数関数的に3.05分の半減期で減衰する。 RaA の娘 RaB (26.8分)の原子数は、最初0であるが、約10分後に最大に達し、 RaC (19.7分)は約35分で最大に達し減衰する。 RaC の娘の RaD は徐々に増加し、 RaA 、 RaB がなくなつてから最大になり22年の半減期で減衰する。どの時点においても存在する原子の総数は RaA の最初の数と等しく一定である。なお、 RaA から成長する RaB 原子の数は左図の実線 N_2 で与えられ、この曲線は2つの破線の和である。

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_2 N_2$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_2 e^{-\lambda_2 t} \left(-\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 + N_2^0 \right) + \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$\therefore N_2 = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 - N_2^0 \right) e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + D$$

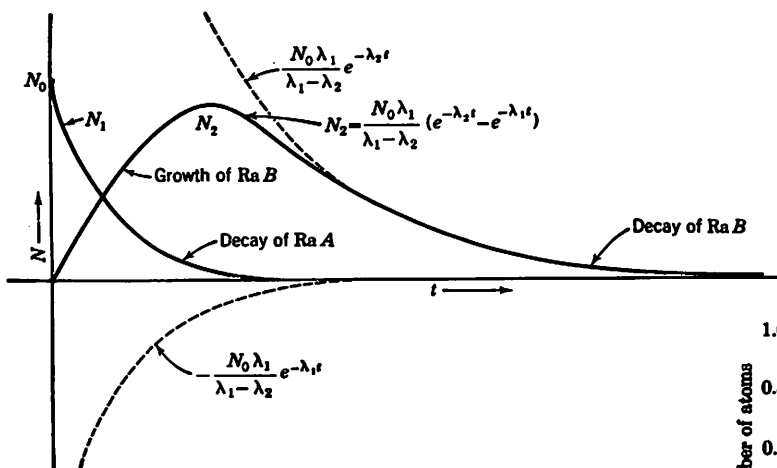
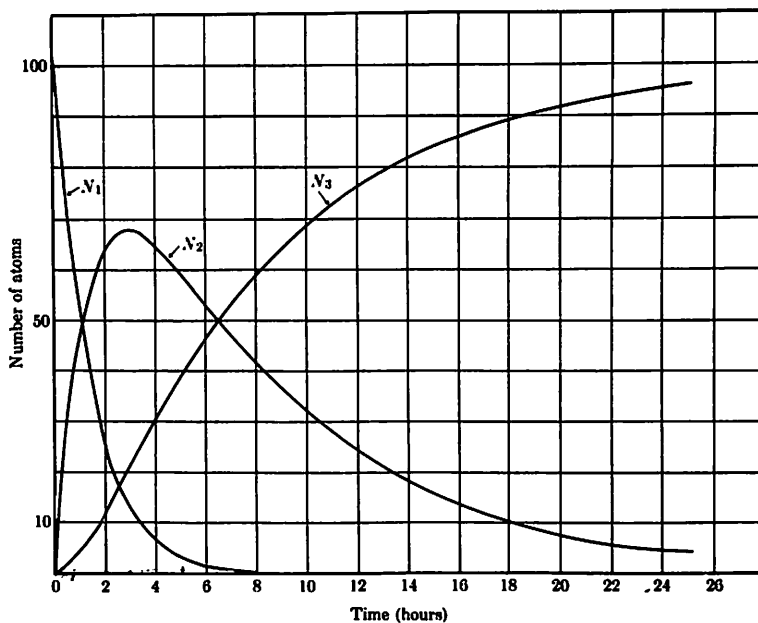
I-44

壊変系列三物質問題

(安定核種生成)

$$\text{as } (t=0, N_0 = N_1^0 ; D = N_1^0 + N_2^0 + N_3^0)$$

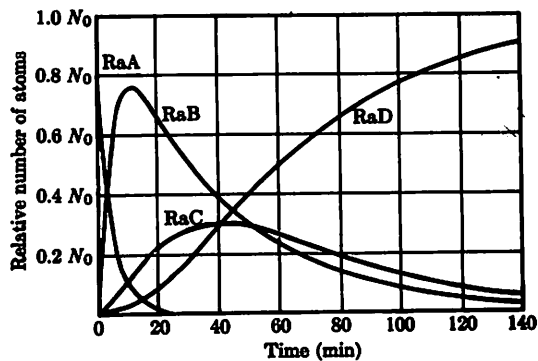
$$\therefore N_0 = N_1^0 + N_2^0 (1 - e^{-\lambda_1 t}) + N_3^0 \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right)$$



Growth of Radium B from Radium A.

I-45

RaAの壊変と娘諸核種



I—46 親核種(N_1)から出発して、いく種類もの核種がつぎつぎと生成する壊変鎖の n 番目の核種の原子数 (N_n) を与える方程式はBatemanによって導かれ、有用である。これは $t = 0$ で $N_1 = N_1^0$, $N_2^0 = N_3^0 = \dots = N_n^0 = 0$ の場合についてであり、 $C_n = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} N_1^0$ である。

I—47 Batemanの方程式を使えば、Th系列のような系についても、 α 、 β 放射能の経時変化を知ることができる。しかもその変化を半定量的に理解することも大切であり、Th系列の種々の場合について示す。①純粋なThから出発した場合、 α 放射能1、 β 放射能0であったのが、時間とともに増加し、約70年経過すると平衡が達成され、 α は6、 β は4になる。②純粋なRdTh試料の場合、約1ヶ月後に平衡に達し、 α 、 β ともに最大となり、その後はRdThの半減期で減衰する。③Th系列のTh同位体、 ^{232}Th と ^{228}Th の平衡混合物 ($A^{\circ}_{\text{Th}} = A^{\circ}_{\text{RdTh}} = 1$) の場合は、Th試料の図とRdTh試料の図の合成したものとなり、はじめのころはRdThの寄与が大きく、 10^8 秒(数年)のあたりからThからの ^{228}Ra の成長による寄与がきいてくる。④またTnだけから出発すると、最初 α はTnの半減期で減衰し、その後はほとんどThBにはじまる系となる。⑤Tnと平衡にある系からTnを取り去ってしまった場合、最初ThAの α 放射能が減衰するだけで、その後はThBの半減期で、 α 、 β ともに減衰する。⑥Th系列のRa同位体、 MsTh_1 とThXの平衡混合物 ($A^{\circ}_{\text{MsTh}_1} = A^{\circ}_{\text{ThX}} = 1$) は、 MsTh_1 からの β の成長と、ThXからの α の成長が当初顕著で、ついでThXの減衰のため α 、 β ともに一担減衰するが、 MsTh_1 からの供給によって再び回復し、そのあとは MsTh_1 の半減期で減衰していく。

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n$$

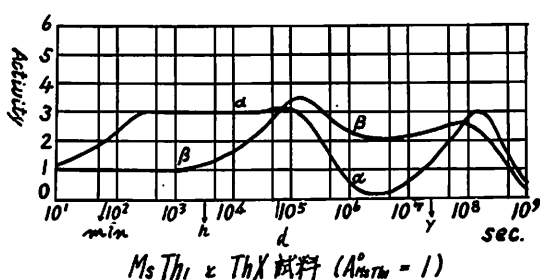
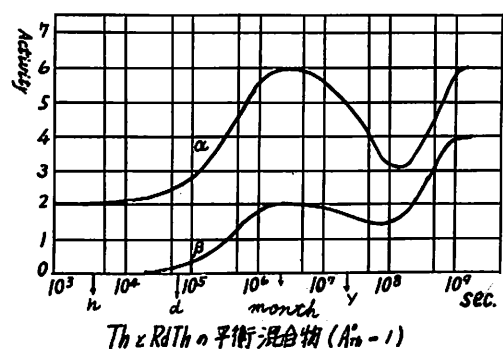
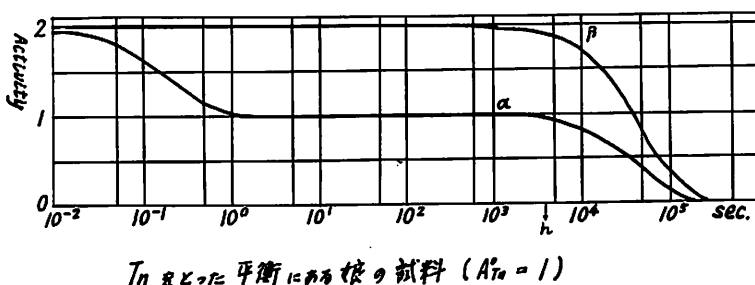
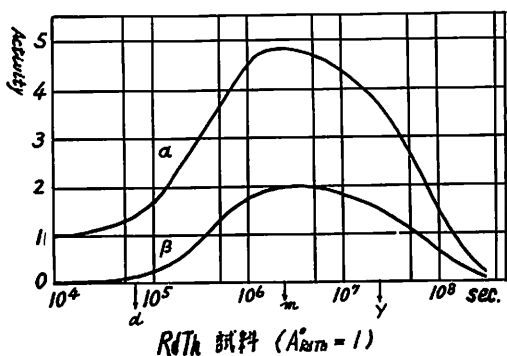
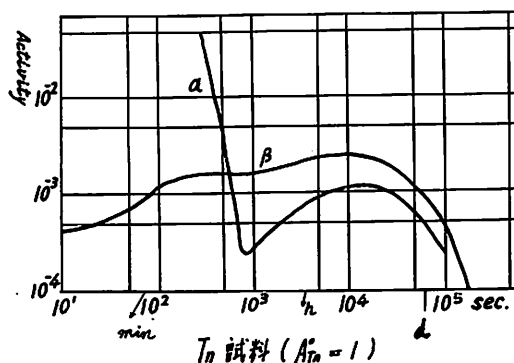
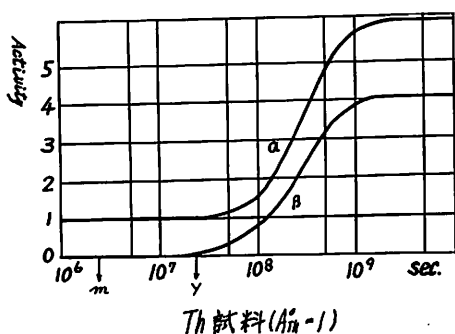
I—46 n 物質問題

(Batemanの方程式)

$$N_n = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + \cdots C_n e^{-\lambda_n t},$$

$$C_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \cdots \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \cdots (\lambda_n - \lambda_1)} N_1^0,$$

$$C_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \cdots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \cdots (\lambda_n - \lambda_2)} N_1^0, \text{ etc.}$$

I—47 Th系列について、種々の場合の α , β 放射能の変化